

SÉRIE A. N° 1004

N° D'ORDRE :

1839

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{lle} Irène CURIE

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES RAYONS α DU POLONIUM.
OSCILLATION DE PARCOURS, VITESSE D'ÉMISSION,
POUVOIR IONISANT.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 Mars 1925 devant la Commission d'examen

MM. G. URBAIN *Président.*

JEAN PERRIN } *Examineurs.*
A. DEBIERNE }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1925

SÉRIE A. N° 1004

N° D'ORDRE :

1839

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{lle} Irène CURIE

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES RAYONS α DU POLONIUM.
OSCILLATION DE PARCOURS, VITESSE D'ÉMISSION,
POUVOIR IONISANT.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 27 Mars 1925 devant la Commission d'examen

MM. G. URBAIN *Président.*

JEAN PERRIN } *Examineurs.*
A. DEBIERNE }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1925

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

MM.

Doyen..... MOLLIARD, *Prof.*... Physiologie végétale.

Doyen honoraire.... P. APPELL.

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX.
VÉLAIN.
BOUSSINESQ.
A. HALLER.
A. JOANNIS.



E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre sup.
KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
JANET.....	Electrotechnique générale.
WALLERANT.....	Minéralogie.
ANDOYER.....	Astronomie.
PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécan. céleste.
HAUG.....	Géologie.
H. LE CHATELIER.	Chimie générale.
G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
C. CHABRIÉ.....	Chimie appliquée.
G. URBAIN.....	Chimie minérale.
EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
MARCHIS.....	Aviation.
JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
ABRAHAM.....	Physique.
CARTAN.....	Géométrie supérieure.
LAPICQUE.....	Physiologie.
GENTIL.....	Géographie physique.
VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
COTTON.....	Physique générale.
DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
C. FABRY.....	Physique.
CHARLES PEREZ...	Zoologie.
LEDUC.....	Physique théorique et phys. céleste.
LÉON BERTRAND...	Géologie appliquée et géolog. régionale.
LESPIEAU.....	Théories chimiques.
RABAUD.....	Biologie expérimentale.
PORTIER.....	Physiologie comparée.
DANGEARD.....	Botanique.
MAURAIN.....	Physique du Globe.
MONTEL.....	Mathématiques générales.
WINTREBERT.....	Anatomie et histologie comparées.
DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
E. BLAISE.....	Chimie organique.
M. TIFFENEAU....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
N.....	Mécanique rationnelle.
HÉROUARD.....	Zoologie.
RÉMY PERRIER...	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
SAGNAC.....	Physique théorique et physique céleste.
PÉCHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
AUGER.....	Chimie analytique.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
GUILLET.....	Physique.
JULIA.....	Mathématiques générales.
MAUGUIN.....	Minéralogie.
BLARINGHEM....	Botanique.
MICHEL-LÉVY.....	Pétrographie.

Secrétaire..... D. TOMBECK.

A MON PÈRE

A MA MÈRE,
SA FILLE ET SON ÉLÈVE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552003_0081

RECHERCHES SUR LES RAYONS α DU POLONIUM

OSCILLATION DE PARCOURS, VITESSE D'ÉMISSION, POUVOIR IONISANT

Par Mlle IRÈNE CURIE

INTRODUCTION

La courbe qui représente la variation de l'ionisation le long d'un faisceau homogène de rayons α , connue depuis longtemps sous le nom de courbe de Bragg, a été étudiée par de nombreux auteurs et son interprétation théorique a été tentée de diverses manières.

La forme de cette courbe dépend de deux facteurs : 1^o la distribution de longueur des rayons dans le faisceau homogène ; 2^o la variation du pouvoir ionisant le long du parcours d'une particule α individuelle. Il subsistait une grande incertitude sur la part à attribuer à chacune de ces causes pour l'interprétation de la forme de la courbe vers l'extrémité du parcours des rayons, c'est-à-dire pour l'existence du maximum et de la descente rectiligne finale. En particulier, les résultats des études sur la distribution de longueur faites par la méthode de scintillations étaient en désaccord complet avec les prévisions théoriques.

J'ai entrepris tout d'abord une détermination de la distribution de longueur par un procédé nouveau, en employant la méthode de Wilson. Les résultats de cette étude m'ont amené à procéder à une vérification aussi précise que possible de l'homogénéité des vitesses initiales des rayons α

d'un même groupe. D'autre part, les essais d'interprétation théorique m'ont amené à faire construire pour la détermination de la courbe de Bragg un appareil nouveau qui m'a servi à préciser la forme de l'extrémité de la courbe.

Ce travail se compose donc de trois parties :

1^o L'étude de la distribution de longueur des rayons α , par la méthode de Wilson ;

2^o La détermination de la vitesse absolue des rayons α du polonium et l'étude de l'homogénéité des vitesses à l'émission, par la déviation magnétique ;

3^o L'étude de la courbe d'ionisation.

Ayant presque toujours utilisé le polonium comme source de rayonnement α , j'ai fait précéder la description de mes expériences par un chapitre qui concerne la préparation des sources, préparation qui m'a pris un temps considérable et a constitué une grande difficulté expérimentale, pour des raisons qui seront expliquées plus loin.

L'exposé des trois parties expérimentales est suivi d'une discussion sur la loi de variation du pouvoir ionisant et de la vitesse le long de la trajectoire d'une particule α .

Une nouvelle manière d'interpréter la courbe de scintillation est exposée dans le dernier chapitre.

HISTORIQUE

Le parcours des rayons α dans l'air et d'autres gaz a été étudié par de nombreux auteurs. Je vais exposer ici l'essentiel des connaissances expérimentales ou théoriques relatives à cette question.

1. Courbes d'ionisation. — La courbe d'ionisation, dite courbe de Bragg, représente la variation de l'ionisation le long d'un faisceau canalisé de rayons α de vitesse homogène, en fonction de la distance à la source.

Rappelons ici le schéma de l'appareil de Bragg (fig. 1).

Les rayons α émis par une source S sont canalisés par une série de tubes C . Ces rayons pénètrent à travers les toiles métalliques T_2 et T_1 dans une chambre d'ionisation très étroite constituée par l'électrode isolée E reliée à un électromètre et la toile T_1 portée à la tension ; la toile T_2 , reliée au sol, sert à établir un champ qui empêche les ions formés avant la toile T_1 de pénétrer dans la chambre. Le courant recueilli par l'électrode E correspond à l'ionisation produite dans une tranche très mince perpendiculaire au faisceau ; on étudie la variation du courant en fonction de la distance de la chambre à la source S ; celle-ci se déplace avec son canaliseur.

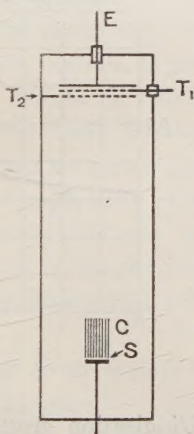


Fig. 1.

Ce type d'appareil a été employé par Bragg et Kleeman ⁽¹⁾,

⁽¹⁾ BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 8, 1904, p. 726 ; 10, 1905, p. 318.

Bragg ⁽¹⁾, Taylor ⁽²⁾, Biau ⁽³⁾, Geiger ⁽⁴⁾, Consigny ⁽⁵⁾ et d'autres auteurs. Je ne cite pas les auteurs qui n'ont construit des courbes de Bragg que comme moyen d'étude des corps radioactifs.

La forme générale de la courbe d'ionisation est bien connue. Considérons, par exemple, la courbe relative au radium C dans l'air à 15° et 760 mm. de pression (fig. 2).

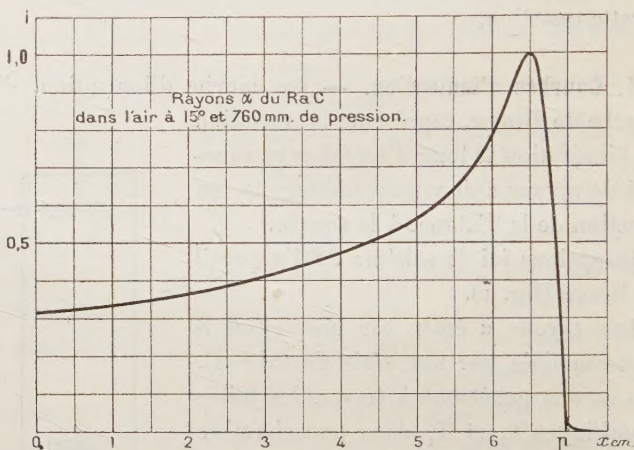


Fig. 2.

L'ionisation croît avec la distance x de la chambre à la source, jusqu'à un maximum, puis décroît très rapidement presque jusqu'à 0; à 7 cm. de la source il ne reste plus qu'une faible queue d'ionisation qui disparaît progressivement quand x augmente encore. Le maximum a lieu 5 mm. environ avant la fin de la chute rapide.

Le parcours des rayons α a d'abord été défini par l'abscisse

(1) BRAGG, *Phil. Mag.*, 13, 1907, p. 333.

(2) TAYLOR, *Phil. Mag.*, 21, 1911, p. 571; 26, 1913, p. 402.

(3) BIANU, *Radium*, 1913, p. 122.

(4) GEIGER, *Zeit. f. Phys.*, vol. VIII, 1922, p. 45.

(5) CONSIGNY, *Diplôme d'Etudes supérieures*, Paris, 1923.

de la fin de la queue d'ionisation, mais il dépendait de la sensibilité de l'appareil de mesure et de l'intensité de la source. Plus récemment, Henderson (1) a défini le *parcours extrapolé* p , abscisse de l'intersection avec l'axe de la partie rectiligne de la courbe prolongée.

Si l'on considère un autre groupe de rayons α , le parcours est différent, mais la forme de la courbe est sensiblement la même, si on la superpose à partir de la fin des rayons. Ainsi la courbe de Bragg relative aux rayons du polonium dont le parcours est de 4 cm., a la même forme que les quatre derniers centimètres de la courbe relative aux rayons du radium C. Il en est de même pour les autres groupes.

Bianu (2) a montré que, dans l'air à des pressions comprises entre 760 mm. et 50 mm. de mercure environ, le parcours est inversement proportionnel à la densité de l'air et la forme de la courbe de Bragg se conserve. Deux courbes relatives à un même groupe de rayons α dans un même gaz, mais dans des conditions différentes de température et de pression, peuvent être superposées en multipliant les abscisses par un nombre proportionnel à la densité, les ordonnées par un nombre inversement proportionnel à la densité.

Au contraire, la forme de la courbe, tout en conservant la même allure générale, diffère d'un gaz à un autre.

Il a été construit pour la détermination de la courbe de Bragg des appareils qui utilisent la proportionnalité à l'inverse de la pression démontrée par les courbes de Bianu. La figure 3 représente le schéma des appareils de Lawson (3) et de Henderson (4).

Dans l'appareil de Lawson, les rayons émis par la source S pénètrent par un diaphragme canaliseur C, entre deux pla-

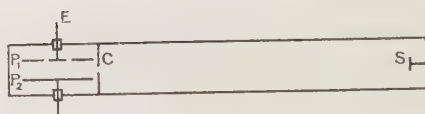
(1) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 549.

(2) BIANU, *Radium*, 1913, p. 122.

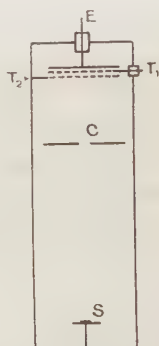
(3) LAWSON, *Wien. Ber.*, 124, 1915, p. 637.

(4) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 549.

teaux P_1 et P_2 ; le plateau P_1 , relié au sol, sert d'anneau de garde à une bande centrale isolée E reliée à un électromètre; le plateau P_2 est porté à la tension. L'appareil de Henderson ressemble à celui de Bragg, avec cette différence que la source est fixe et que le canaliseur à tubes est rem-



Appareil de Lawson



Appareil de Henderson

Fig. 3.

placé par un diaphragme C, fixe également. Les deux auteurs étudient la variation du courant en fonction de la pression et admettent que la portion du parcours absorbée entre la source et la chambre est inversement proportionnelle à la pression, l'ionisation dans la chambre étant, d'autre part, proportionnelle à la pression. Lawson opère aussi en fermant l'orifice C par un écran mince, ce qui lui permet de faire varier la pression dans la chambre d'absorption seulement, non dans la chambre d'ionisation.

Je reviendrai plus loin sur l'interprétation de la courbe de Bragg.

2. Perte de vitesse et perte de charge des rayons α dans leur passage à travers la matière. — Diverses études ont été faites en observant par la méthode de scintillations les rayons α déviés dans un champ magnétique.

Rutherford ⁽¹⁾, Geiger ⁽²⁾, Marsden et Taylor ⁽³⁾ ont déterminé la relation entre le parcours et la vitesse des rayons, en interposant des écrans pour réduire la vitesse initiale. Les résultats vérifient assez exactement une loi, dite loi de Geiger, suivant laquelle le parcours des rayons dans l'air est proportionnel au cube de la vitesse initiale. Cette loi n'est plus valable dans le dernier centimètre du parcours.

En relation avec ses expériences à ce sujet, Geiger a vérifié l'homogénéité des vitesses initiales des rayons α émis par le radium C.

D'autre part, Henderson ⁽⁴⁾ et Rutherford ⁽⁵⁾ ont montré que vers la fin du parcours les rayons α ne conservent pas leur double charge; une particule α absorbée dans la matière subit un grand nombre d'alternances de gain et de perte d'un ou de deux électrons avant d'être définitivement arrêtée et transformée en atome neutre. Tant que la vitesse est grande le chemin moyen λ_2 de la particule à charge simple He^+ est très faible par rapport à λ_1 , chemin moyen de la particule à charge double He^{++} . A mesure que la vitesse diminue les gains et pertes d'électrons se succèdent de plus en plus nombreux sur le parcours, mais λ_1 diminue beaucoup plus rapidement que λ_2 , de sorte que dans le dernier centimètre du parcours λ_2 devient du même ordre que λ_1 , puis supérieur à λ_1 : la charge moyenne de la particule diminue. Dans les derniers millimètres du parcours le chemin moyen de He^{++} devient négligeable vis-à-vis de celui de He^+ et de la particule neutre.

λ_2 est à peu près proportionnel à la vitesse v de la particule; le rapport $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ varie comme $v^{-4,6}$. Pour un parcours

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, **10**, 1905, p. 163; **12**, 1906, p. 138.

(2) GEIGER, *Radium*, 1910, p. 136, *Proc. Roy. Soc.*, 1910.

(3) MARSDEN et TAYLOR, *Proc. Roy. Soc.*, **88**, 1913, p. 443.

(4) HENDERSON, *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 1922, p. 496.

(5) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, **47**, 1924, p. 277.

restant de 7 à 8 mm., $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ est égal à 1/10 environ. Tant que la vitesse v est supérieure à 0,25 V_0 (V_0 vitesse initiale des rayons du radium C), ce qui correspond à 4 mm. environ de parcours restant, l'état He neutre n'intervient pas notablement dans la charge moyenne.

Kapitza ⁽¹⁾ a étudié la courbure de l'extrémité des rayons dans un champ magnétique intense par la méthode de Wilson. En éliminant par des moyennes l'influence de la courbure naturelle des rayons, il obtient une loi de variation du rapport $\frac{e}{v}$ de la charge moyenne d'une particule à sa vitesse, en fonction du parcours restant. Admettant la variation de la charge moyenne en fonction de la vitesse, telle qu'elle résulte des expériences de Rutherford, il en déduit une loi de variation de la vitesse en fonction du parcours restant entre 4 mm. et 20 mm. de l'extrémité des rayons.

Blackett ⁽²⁾ a déduit la variation de la vitesse des rayons α dans le dernier centimètre du parcours, de la fréquence des chocs capables de déterminer la déviation d'un rayon d'un angle donné; l'observation était faite par la méthode de Wilson. Ces expériences, dont la précision est assez faible, indiquent un parcours proportionnel à la puissance $3/2$ de la vitesse.

Kapitza ⁽³⁾ a aussi obtenu une loi de variation de la vitesse en mesurant par une méthode calorimétrique l'énergie d'un faisceau canalisé de rayons α pour divers parcours restants et en admettant que toute l'énergie perdue est transformée en chaleur.

On verra dans le chapitre V, page 95, les courbes qui représentent la variation de la vitesse en fonction du parcours.

(1) KAPITZA, *Proc. Roy. Soc.*, **106**, 1923, p. 602.

(2) BLACKETT, *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 1922, p. 294.

(3) KAPITZA, *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 1922, p. 48.

3. Etude du parcours par la méthode de scintillations. —

Un faisceau homogène de rayons α canalisés tombe sur un écran au sulfure de zinc, sur lequel on compte les scintillations. On fait varier la distance de la source à l'écran, ou la pression du gaz entre la source et l'écran. Le nombre n de scintillations est à peu près constant quand on s'écarte de la source jusqu'à la fin du parcours, où il diminue rapidement. Dans l'air à 15° et 760 mm. de pression, la chute commence à 7 ou 8 mm. de la fin du parcours et devient très rapide dans les 5 derniers millimètres (fig. 4). La fin de la courbe

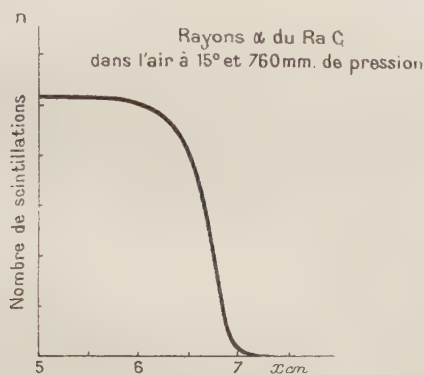


Fig. 4.

de scintillations, comme celle de la courbe de Bragg est à peu près la même pour les divers groupes de rayons, mais elle diffère suivant les gaz. La courbe se termine par une queue analogue à celle de la courbe de Bragg.

Les différences de forme entre les courbes des divers auteurs sont assez importantes, mais il doit être très difficile de faire des observations exactes sur les scintillations extrêmement faibles de la fin du parcours. Parmi les travaux

les plus récents sur ce sujet on peut citer ceux de Geiger⁽¹⁾, Taylor⁽²⁾, Friedmann⁽³⁾, Rothensteiner⁽⁴⁾.

4. Travaux théoriques sur l'absorption des rayons α dans la matière et les oscillations de parcours. — La théorie de l'absorption des rayons α a été tentée par Darwin⁽⁵⁾ et par Bohr⁽⁶⁾. En voici le principe :

Une particule α passant au voisinage d'un électron lui cède de l'énergie conformément aux lois de l'électrodynamique (action du noyau He^{++} sur l'électron, selon la loi de Coulomb); l'énergie perdue, qui est fonction de la vitesse de la particule et de la distance de sa trajectoire initiale à la position initiale de l'électron, peut être intégrée pour tous les électrons situés dans le rayon d'action de la particule : celui-ci ne peut être considéré comme infini, car on trouve en ce cas une perte d'énergie infinie sur une portion finie de la trajectoire; il s'agit donc d'estimer le rayon d'action. Darwin considère dans ce but les dimensions des atomes. Bohr fait intervenir d'une manière plus précise les anneaux électroniques, Henderson⁽⁷⁾ a repris le calcul en utilisant les potentiels d'ionisation.

Les parcours prévus théoriquement ne sont pas tout à fait conformes à l'expérience, mais ils s'en rapprochent beaucoup. D'ailleurs, le rayon d'action de la particule intervient de telle manière que sa variation dans de larges limites change peu le résultat du calcul, ce qui explique qu'on puisse arriver à des valeurs analogues avec des hypothèses très différentes, à condition de ne pas commettre d'erreur

(1) GEIGER, *Radium*, 1910, p. 136.

(2) TAYLOR, *Phil. Mag.*, 26, 1913, p. 402.

(3) FRIEDMANN, *Wien. Ber.*, 122, 1913, p. 1269.

(4) ROTHENSTEINER, *Wien. Ber.*, 124, 1915, p. 637.

(5) DARWIN, *Phil. Mag.*, 23, 1912, p. 901.

(6) BOHR, *Phil. Mag.*, 25, 1913, p. 10; 30, 1915, p. 581.

(7) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 44, 1922, p. 680.

sur le nombre d'électrons par atome absorbant. La théorie n'est pas applicable aux fins de parcours des rayons.

Bohr prévoit d'une manière satisfaisante la forme de la courbe qui représente la variation de la vitesse le long du parcours d'une particule α dans l'air, déterminée expérimentalement par Marsden et Taylor.

L'oscillation de parcours des rayons α émis avec la même vitesse initiale a été l'objet d'une attention particulière à cause des différences de longueur très importantes qui semblaient exister d'après la courbe de scintillations :

Hertzfeld ⁽¹⁾ a calculé les oscillations de parcours par la fluctuation sur le nombre d'ions produits par une particule α ; il arrive à une répartition suivant laquelle les différences de longueur entre les rayons du polonium n'excéderaient pas 0,4 mm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

Bohr ⁽²⁾ et Flamm ⁽³⁾ ont prévu les oscillations de parcours par les fluctuations du nombre d'électrons voisins de la trajectoire d'une particule, ceux qui absorbent individuellement le plus d'énergie ; Flamm montre que des électrons plus distants qui peuvent intervenir pour l'absorption d'énergie n'interviennent pas dans les oscillations de parcours, parce qu'ils sont trop nombreux pour que la fluctuation relative soit importante ; Flamm montre aussi que les chocs exceptionnels sur le noyau qui dévient la trajectoire d'une particule α assez pour changer sa longueur apparente, sont en très petit nombre, mais il tient compte de la fluctuation sur l'énergie absorbée par les noyaux des atomes, de la même manière que pour les électrons.

Par des méthodes différentes, Bohr et Flamm, parviennent au même résultat. Les longueurs des rayons α se distribuent

⁽¹⁾ HERTZFELD, *Phys. Zeitschr.*, **13**, 1912, p. 547.

⁽²⁾ BOHR, *Phil. Mag.*, **25**, 1913, p. 10.

⁽³⁾ FLAMM, *Wien. Ber.*, **123**, 1914, p. 1393 ; **124**, 1915, p. 597.

suivant une loi de probabilité autour d'une longueur l ; le nombre de rayons compris entre les longueurs x et $x + dx$ est proportionnel à

$$e^{-\frac{(x-l)^2}{\alpha^2}}$$

Le coefficient α de la loi de probabilité varie proportionnellement à l et, en raison inverse de la densité du gaz, aussi est-il commode de donner le coefficient $\rho = \frac{\alpha}{l}$ qui est caractéristique d'une groupe de rayons α dans un gaz déterminé.

On a, d'après Bohr et Flamm, respectivement, ρ égal à $1,20 \times 10^{-2}$ ou $1,23 \times 10^{-2}$ pour les rayons α du polonium dans l'air, $1,16 \times 10^{-2}$ ou $1,11 \times 10^{-2}$ pour ceux du radium C.

D'après ces coefficients les différences de parcours pour les rayons du polonium dans l'air à 15° et 760 mm. de pression seraient inférieures à 2 mm. La théorie ne peut donc rendre compte de la chute de la courbe de scintillations qui porte sur 7 mm. environ.

F. Friedmann a cru pouvoir interpréter la chute de sa courbe de scintillations dans le dernier millimètre du parcours comme conforme à la théorie de Hertzfeld; en réalité, la coïncidence est purement fortuite; on verra qu'il doit exister une autre cause de perte de scintillations plus importante que les différences de longueur entre les rayons, et qui par conséquent masque le premier phénomène. Je reviendrai sur cette question dans le dernier chapitre de ce travail.

5. Interprétation de la courbe d'ionisation. — Si l'on admet qu'en chaque point de la trajectoire le pouvoir ionisant d'un rayon α est proportionnel à la perte d'énergie rapportée à l'unité de longueur, d'après la loi de Geiger

(parcours proportionnel au cube de la vitesse), la variation de l'ionisation en fonction de la distance x à la source est de la forme $i = c(p - x)^{-\frac{1}{3}}$, p étant le parcours des rayons α .

Quand on essaie de comparer cette loi à la montée des courbes de Bragg expérimentales, on remarque que les courbes des divers auteurs présentent des différences importantes. Considérons, par exemple, le rapport de l'intensité près de la source (pour l'abscisse $x = 0$) à l'intensité maximum : pour les rayons du radium C dans l'air, ce rapport est de 0,32 sur une courbe de Henderson, 0,43 sur une courbe de Geiger ; pour les rayons du polonium dans l'air, on trouve 0,485 d'après une courbe de Taylor, 0,34 d'après une autre expérience faite par le même auteur avec un appareil différent, 0,52 d'après Lawson ⁽¹⁾. La cause probable de ces désaccords sera expliquée dans ce travail.

Toutefois, la montée de la courbe s'accorde dans les grandes lignes avec la loi théorique.

Pour interpréter le maximum et la descente finale on peut faire deux hypothèses. L'une consiste à admettre que l'ionisation le long d'un rayon croît suivant la loi $i = c(p - x)^{-\frac{1}{3}}$ presque jusqu'à la fin du parcours et tombe ensuite brusquement à 0 : le maximum de la courbe de Bragg s'expliquerait par les différences de longueur des rayons qui devraient commencer à manquer à 8 ou 9 mm. de la fin du parcours. L'autre hypothèse consiste à supposer que la loi d'ionisation le long d'un rayon α présente un maximum. On verra que c'est la seconde hypothèse qui est vraie, la première n'étant pas compatible avec la distribution de longueur que j'ai obtenue.

(1) Voir les références, pages 4 et 5.

CHAPITRE PREMIER

Préparation des sources.

Dans presque toutes mes expériences le polonium a été utilisé comme source de rayonnement α . Ce corps est d'un emploi particulièrement commode, car sa destruction n'est pas assez rapide pour être gênante, et assez rapide cependant pour qu'une couche infiniment mince puisse posséder une très grande densité de rayonnement ; il n'émet qu'un groupe de rayons α , sans rayonnement β ou γ ; enfin, propriété qui s'est montrée pratiquement très importante, il est facilement déplacé de sa solution par divers métaux.

J'ai dû m'efforcer d'obtenir de grandes densités d'activité et des sources de rayonnement parfaitement propres. Pour cela il fallait tout d'abord préparer des solutions contenant beaucoup de polonium et bien exemptes d'impuretés, particulièrement de celles qui, comme le polonium, sont facilement déplacées de leur solution par les métaux.

La quantité de polonium est mesurée par le courant de saturation (exprimé en U. E. S.) correspondant à l'ionisation totale produite par le rayonnement.

6. Extraction et purification du polonium. — Le polonium peut être extrait des minéraux d'urane ou du radioplomb. On trouvera des renseignements sur ses propriétés chimiques dans le *Traité de Radioactivité* de Mme Curie. J'ai employé une préparation de radium D mélangé de quelques milligrammes de plomb provenant du traitement d'ampoules ayant contenu du radon.

Le plomb radioactif est tout d'abord soumis à diverses purifications (précipitation par l'hydrogène sulfuré en solution acide, lavage au sulfure d'ammonium mélangé de potasse) pendant lesquelles le polonium l'accompagne.

On peut faire ensuite des cristallisations en solution nitrique concentrée additionnée d'un peu d'acide chlorhydrique. Le plomb, dissous à chaud, cristallise pendant l'évaporation partielle de la solution acide au bain-marie et pendant le refroidissement de la solution réduite à très petit volume ; la majeure partie du polonium reste dans la solution avec une très petite quantité de plomb et peut en être séparée ensuite par électrolyse sur un métal convenable.

On peut aussi faire directement la séparation par dépôt électrolytique dans la solution de plomb radioactif, mais il s'y accumule en ce cas des impuretés.

7. Séparation et dépôt par électrolyse. — Le polonium est déplacé de sa solution par presque tous les métaux, en particulier par l'argent, le cuivre, le nickel, sur lesquels le plomb ne se dépose pas.

J'ai utilisé le plus souvent l'argent pour séparer le polonium, ou pour lui servir de support. On effectue le dépôt sur une feuille mince (1 à 5 centièmes de millimètre d'épaisseur). Si on veut changer le polonium de support il suffit de dissoudre l'argent dans de l'acide nitrique dilué et de le précipiter par l'acide chlorhydrique ; on laisse reposer pendant une nuit, puis on sépare la solution du précipité : ce dernier retient très peu de polonium, surtout si on a pris soin de mettre un excès d'acide chlorhydrique et de laver avec de l'acide chlorhydrique dilué.

Quand on opère sur des quantités relativement considérables, correspondant à un courant de quelques milliers d'U. E. S., par exemple, on rencontre des difficultés qui n'existent pas quand il y a peu de polonium et qui sont évidemment liées à l'ionisation intense. Dans ces conditions

spéciales certaines réactions se trouvent modifiées : ainsi le dépôt sur l'argent en solution chlorhydrique est parfaitement satisfaisant pour les sources faibles ; au contraire, si on dépose une forte quantité de polonium sur une petite surface d'argent, celle-ci noircit fortement par suite de la formation d'oxyde d'argent, favorisée probablement par la production du chlore. Cette pellicule d'oxyde est extrêmement gênante, d'une part parce qu'elle arrête le dépôt, d'autre part parce qu'elle est susceptible de provoquer de l'absorption à la surface de la source.

Pour la fabrication des sources à grande densité de rayonnement, il est donc nécessaire d'opérer dans d'autres conditions. Malheureusement les essais systématiques sur le rendement du dépôt selon la nature de la solution acide et du métal employés sont à peu près inutiles, car on ne peut les faire avec de très fortes préparations et les résultats obtenus pour les faibles densités d'activité ne sont plus valables pour les grandes densités.

Voici les conditions qui semblent les plus satisfaisantes :

Pour la séparation du polonium et du plomb, le plomb est mis en solution nitrique diluée, additionnée d'un peu d'acide chlorhydrique. Une feuille d'argent tournant lentement dans le liquide recueille pratiquement tout le polonium. Quand on dissout la feuille il faut traiter par l'eau régale la pellicule d'oxyde qui s'est formée pendant le dépôt et qui retient de l'activité.

Pour la fabrication des sources, le dépôt sur argent en solution acétique additionnée d'une trace d'acide chlorhydrique donne de bons résultats. Le dépôt sur nickel en solution acétique est encore meilleur ; toutefois, il est préférable d'employer l'argent quand cela est possible, car on peut plus aisément remettre le polonium en solution pure.

8. Matériel employé. — Toutes les opérations chimiques ou électrochimiques sont faites dans de petits creusets de

quartz transparent d'une contenance de 10 à 20 cm³ et à l'aide de pipettes en quartz transparent. On évite dans la mesure du possible les filtrations; des pipettes très fines permettent de procéder presque toujours par décantation, pour les séparations de chlorures d'argent, par exemple. On utilise presque exclusivement les réactifs qui peuvent être éliminés par évaporation, afin d'éviter l'accumulation de matière; ainsi je n'ai pas essayé le dépôt de polonium en solution alcaline afin d'éviter l'emploi de produits non volatils.

Pour la préparation des sources on peut déposer la solution active très concentrée sur le support métallique au moyen d'une pipette et la laisser séjourner pendant quelques heures, puis on la retire et on lave par le même procédé; dans d'autres cas, pour obtenir de très fortes densités d'activité, il est nécessaire de faire tourner le métal dans le liquide actif.

9. Procédés de mesure. — Le polonium n'émettant pas de rayonnement pénétrant, toute tentative de détermination d'activité ayant un sens absolu est subordonnée à la possibilité de mettre le polonium à mesurer, ou une fraction connue de celui-ci, à l'état de couche infiniment mince.

Si l'on suppose cette condition réalisée, le courant de saturation produit dans une chambre qui absorbe la totalité du rayonnement peut être déterminé directement par les procédés électrométriques ordinaires (au moyen du quartz piézo-électrique, par exemple), s'il est compris entre 0,01 et 10 U. E. S. environ. Pour des activités plus fortes, on pourrait utiliser un galvanomètre très sensible, mais pratiquement dès que le courant dépasse quelques centaines d'unités électrostatiques, il devient impossible d'appliquer aux plateaux de la chambre une tension suffisante pour obtenir la saturation.

On se trouve alors dans la nécessité d'employer des procédés indirects. Il a été construit deux dispositifs différents

qui permettent tous deux de mesurer le courant de saturation relatif à une petite fraction connue de l'ionisation ⁽¹⁾ ⁽²⁾. Au moyen de ces appareils j'ai pu connaître l'intensité de mes sources de rayonnement.

10. Fabrication des sources. — Dans toutes les expériences il était nécessaire d'employer des sources ne présentant aucune cause d'absorption partielle des rayons α à la surface. C'est pourquoi je n'ai jamais utilisé de fil activé comme source linéaire, car les rayons émis tangentiellement à la surface risquent de subir une perte de vitesse.

Distribution de longueur des rayons α . — Il s'agissait d'obtenir des sources ponctuelles de grande densité d'activité. Les premières ont été faites en déposant de minuscules gouttelettes de solution active concentrée sur la section circulaire d'un fil d'argent de 0,5 mm. de diamètre. La gouttelette restait par capillarité sur la petite surface plane, sans descendre sur la partie cylindrique.

Plus tard, j'ai employé un autre procédé : un fil d'argent ou de nickel est recouvert d'émail, puis l'extrémité du fil est soigneusement rodée ; on obtient ainsi une petite surface circulaire de métal entourée d'émail. On fait tourner l'extrémité du fil dans une solution de polonium, puis on lave à l'acide acétique dilué pour enlever toute l'activité non fixée sur le métal.

J'ai obtenu ainsi des sources planes de 0,2 à 0,5 mm. de diamètre, dont l'activité correspondait à un courant de saturation de l'ordre de 100 à 200 U. E. S.

Déviation magnétique des rayons α . — Il était nécessaire d'avoir une source linéaire de 3 mm. de long au plus, portant une grande densité d'activité. Après de nombreux

(¹) Mlle IRÈNE CURIE. *C. R.*, t. CLXXVI, 1923, p. 1462.

(²) Mme P. CURIE, *Journ. Chimie Physique*, 22, n° 2.

essais, j'ai obtenu des résultats assez satisfaisants de la manière suivante : on colle avec du mastic une petite lanière d'argent ou de nickel, de 3 mm. de long sur 0,5 à 0,7 mm. de large sur une petite lamelle de verre ; le tout est mis en rotation dans la solution active, puis lavé à l'acide dilué. L'une des sources utilisée correspondait à un courant de saturation voisin de 2 000 U. E. S.

Courbe d'ionisation. — Deux sortes de sources ont été employées. Les premières avaient environ 4 mm. de large sur 15 mm. de long et étaient obtenues en limitant sur une feuille de nickel une surface rectangulaire de cette dimension au moyen de rebords en mastic ; dans la cuvette ainsi formée, la solution active était mise avec une pipette et enlevée de la même façon après dépôt du polonium (activité de deux sources utilisées : 4 500 et 9 000 U. E. S.).

J'ai pris ensuite des sources de 1 mm. de large sur 5 mm. de long, fabriquées comme celles qui servaient pour la déviation magnétique.

11. Calcul de la quantité de polonium d'après l'activité des sources. — Admettant $e = 4,77 \times 10^{-10}$ U. E. S. pour la charge élémentaire, $N = 6,06 \times 10^{23}$ pour le nombre d'Avogadro, $1,64 \times 10^5$ pour le nombre d'ions produit par un rayon α du polonium, $\lambda = 5,73 \times 10^{-8}$ pour la constante radioactive du polonium et 210 pour son poids atomique, on trouve qu'une source qui correspondrait à un courant de 1 U. E. S. représente :

$1,3 \times 10^4$ rayons émis par seconde dans l'angle solide 2π ;
 $4,5 \times 10^{11}$ atomes de polonium ;
 $1,56 \times 10^{-10}$ g. de polonium.

Par conséquent, une source comme celle qui a été employée pour la déviation magnétique, correspondant à un courant

de saturation de 2 000 U. E. S. pour une surface de 2 mm² environ porte une densité de polonium de :

$4,5 \times 10^{14}$ atomes par mm²,
soit

$4,5 \times 10^{16}$ atomes ou $1,5 \times 10^{-5}$ g. de polonium par cm²,

ce qui représente plusieurs couches moléculaires.

J'ai eu l'occasion de constater que des couches de nickel (obtenues par pulvérisation cathodique sur des lamelles de verre) dont le poids était précisément de l'ordre de 10^{-5} g. par cm² étaient parfaitement visibles. Or, toutes les surfaces métalliques portant une densité d'activité de l'ordre indiqué ci-dessus se sont montrées légèrement noircies, malgré toutes les précautions prises pour éliminer les impuretés et éviter l'altération par effets chimiques de la surface du métal. Il est donc probable que c'est le dépôt de polonium qui est lui-même visible.

Voyons à présent quelle absorption peuvent subir les rayons α dans les couches de polonium même.

1 cm³ d'air dans les conditions normales de température et de pression contient $\frac{6 \times 10^{23}}{22\,300}$ molécules, soit $5,4 \times 10^{19}$ atomes.

On ne connaît pas le pouvoir d'arrêt du polonium pour les rayons α . Toutefois, admettant grossièrement le pouvoir d'arrêt par atome proportionnel à la racine carrée du nombre atomique, on trouve qu'une couche de 5×10^{16} atomes de polonium par cm² devrait produire une absorption équivalente à celle de 3/100 de mm. d'air environ, si on suppose le polonium réparti uniformément.

Les couches employées pour la déviation magnétique ne dépassaient pas la densité ci-dessus, et celles qui ont servi pour la courbe d'ionisation étaient encore inférieures ; leur absorption propre était donc insignifiante.

L'une des sources utilisées pour la distribution des lon-

guez portait, sur une surface circulaire de 0,2 mm. de diamètre une activité correspondant à un courant de saturation de 150 U. E. S. environ, soit une densité de 5 000 U. E. S. par mm², cinq fois plus forte que la précédente. L'absorption de la couche est équivalente à 0,15 mm. d'air environ; elle est encore négligeable, mais déjà à la limite des erreurs expérimentales. Une source encore plus forte utilisée pour la distribution des longueurs dans l'azote et dans l'oxygène a manifesté nettement l'effet de l'absorption.

Il résulte de ces considérations que les expériences qui font l'objet de ce travail ne pourront être répétées sous la forme où je les ai faites avec aucune substance émettant des rayons α plus courts que ceux du polonium, car l'activité d'une couche infiniment mince serait insuffisante. Ceci est regrettable, surtout en ce qui concerne la distribution de longueur des rayons.

Au point de vue du nombre de rayons α émis par seconde, une source de polonium qui correspond à un courant de saturation de 3 000 U. E. S. équivaut à peu près au radium C en équilibre avec un millicurie de radon.

CHAPITRE II

Distribution de longueur des rayons α du polonium dans l'air ⁽¹⁾.

On a vu dans l'exposé historique que les théories sur l'absorption des rayons α par la matière se heurtent à un désaccord fondamental entre les oscillations de parcours prévues par la théorie et celles qui résultent de la courbe de scintillations. J'ai entrepris de déterminer la distribution de longueur des rayons α par la photographie des trajectoires obtenues dans un appareil à détente de Wilson.

12. Dispositif expérimental. — L'appareil utilisé est du modèle décrit par Wilson ⁽²⁾. La méthode consiste essentiellement dans la comparaison des longueurs d'un grand nombre de rayons émis au même instant au cours d'une détente. Les rayons employés sont ceux du polonium.

La chambre à détente de l'appareil Wilson se compose d'un cylindre de verre C fermé à sa partie supérieure par une glace horizontale G et reposant sur le rebord d'un cylindre métallique D dans lequel glisse un piston P. Une source de rayons S, très petite, est portée par une tige qui s'avance de plusieurs centimètres à l'intérieur de la chambre

⁽¹⁾ IRÈNE CURIE, *Journ. de Phys. et Rad.*, 1923, t. IV, p. 170.

⁽²⁾ WILSON, *Le Radium*, 1913, p. 7.

(fig. 5). Un écran E fixé au piston est placé devant la source et la découvre au moment où le piston arrive à la fin de sa course. A la glace supérieure est fixée une mince plaque métallique verticale, dans laquelle est pratiquée une fente

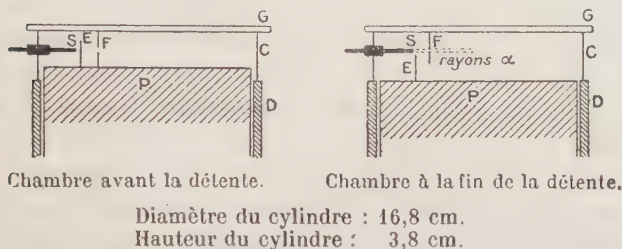


Fig. 5.

horizontale F de 2,5 cm. de long et de trois quarts de millimètre de large environ, dont la distance à la glace supérieure est la même que celle de la source S à cette glace ; la distance de S à F est de 1,5 à 2 cm. Ainsi les rayons α émis par S et passant par la fente sont canalisés sensiblement dans un plan horizontal et forment autour de la source une espèce d'éventail (voir les planches) qu'on photographie avec un appareil placé au-dessus de la chambre à détente, l'axe vertical. Les rayons étant ainsi sensiblement parallèles au plan focal de l'objectif peuvent être mis au point tous à la fois sur toute leur trajectoire et leurs longueurs peuvent être comparées sur la photographie sans erreur sensible due à l'obliquité.

La chambre à détente est éclairée latéralement au moyen d'un arc électrique (l'éclairage se fait au travers d'une solution d'alun, et seulement pendant quelques secondes au moment d'une détente pour éviter les variations de température). La photographie est instantanée ($1/100$ de seconde) et le déclencheur est commandé mécaniquement par le levier sur lequel on agit pour provoquer la détente. L'appareil est

à plaques 9×12 cm², objectif d'ouverture $f : 4$, de foyer 11 cm., réglé de manière à photographier les rayons en vraie grandeur. Dans ces conditions la profondeur de champ est très petite (4 mm. environ).

Le champ électrique destiné à enlever les ions formés dans la chambre à détente est établi entre le piston et un anneau de feuille métallique collé sur la glace supérieure, laquelle n'est pas gélatinée comme dans les expériences de Wilson. Le champ est automatiquement coupé au moment d'une détente.

Le joint étanche du cylindre C avec le corps du piston D doit être facile à défaire et à refaire, à cause des fréquents réglages nécessaires dans ces expériences ; après de nombreux essais, je l'ai réalisé d'une manière très satisfaisante avec du caoutchouc (para pur) fondu, dont la consistance est celle de la mélasse.

J'ai fait les dernières expériences avec une nouvelle chambre à détente dont le cylindre C est métallique avec des fenêtres de verre pour l'éclairage et pour voir la hauteur du piston. Ce cylindre porte deux rebords rodés, l'un pour le joint avec le corps du piston D, l'autre pour le joint avec la glace G, ce qui permet d'ouvrir la chambre à détente soit en l'enlevant tout entière, soit en enlevant seulement la glace, avantage précieux pour le réglage ; les rodages sont enduits de caoutchouc fondu. Dans l'une et l'autre chambre, la tige portant la source de polonium coulisse à frottement dur dans un tube métallique fixé au cylindre, ce qui permet de modifier la position de la source ou de la retirer de la chambre sans ouvrir celle-ci. L'étanchéité du joint par frottement entre la tige et le tube est assurée avec un peu de graisse à robinet.

13. Sources de rayonnement. — La préparation de la source de polonium est difficile et doit être faite avec beaucoup de soin. Pendant la détente la densité de l'air dans la

chambre change d'une manière continue : il est nécessaire que tous les rayons α qu'on photographie soient émis en un temps très court pendant lequel le changement de densité est négligeable. Le plus commode pour réaliser cette condition est de régler la hauteur de l'écran E de telle manière que la source ne se trouve découverte que tout à fait à la fin de la course du piston. Il faut, pour pouvoir opérer ainsi, disposer d'une source de polonium à la fois très petite ($1/2$ mm. au plus en hauteur) et très intense, afin qu'on ait un nombre suffisant de rayons passant par la fente sur chaque cliché.

Les sources utilisées étaient presque ponctuelles : c'étaient de petites surfaces circulaires de 0,2 à 0,5 mm. de diamètre (voir leur préparation page 18) portant une activité correspondant à un courant de saturation de 100 à 200 U. E. S. (Planche I).

14. Réglage de l'appareil. — Le réglage de l'appareil à détente présente quelques difficultés que j'attribue à deux causes : d'une part les rayons sont émis tout à fait à la fin de la détente, d'autre part un très grand nombre d'ions est produit par la source dans la chambre.

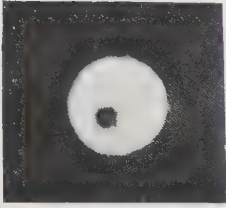
J'ai dû employer des détentes très fortes, 1,35 ou 1,4 par exemple.

La source est placée à $1/2$ mm. au-dessus du bord de l'écran E quand celui-ci est le plus bas possible ; si on la place à $1/4$ de mm. seulement, on ne voit pas de rayons à la détente ; les rayons émis pendant le dernier quart de millimètre de la course du piston ne semblent pas pouvoir recueillir assez d'eau pour être rendus visibles.

Les difficultés de réglage sont beaucoup plus grandes quand la température ambiante est élevée, par exemple supérieure à 20° C. Le degré de détente convenable dépend d'ailleurs des conditions de température, ainsi que de la hauteur minimum de la source au-dessus de l'écran E.

L'angle solide utilisé (rayons passant par la fente) est

Source pour la distribution de longueur des rayons α .



Surface rodée
(agrandie environ
10 fois).

La section du fil d'argent, visible en noir, entourée d'émail blanc, a 0,2 mm. de diamètre.

Pose
de 5 minutes.

Pose
de 30 minutes.

Impression produite par la source sur une plaque photographique. Sur la pose longue on aperçoit une faible impression due à une très légère activité de la partie cylindrique du fil émaillé qui repose contre la plaque. Le rayonnement est distribué régulièrement autour de la source ponctuelle dans une région strictement limitée par le plan de la surface rodée.

Cliché de distribution de longueur.

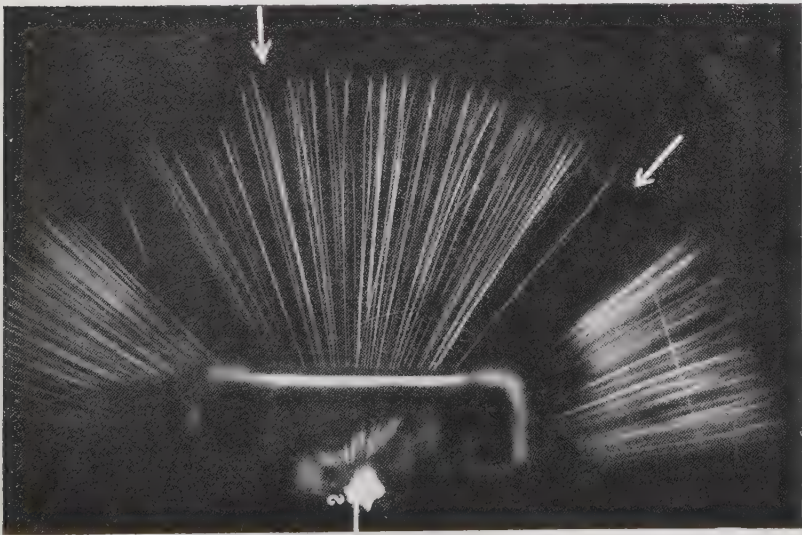


PLANCHE III
Clichés de distribution de longueur.

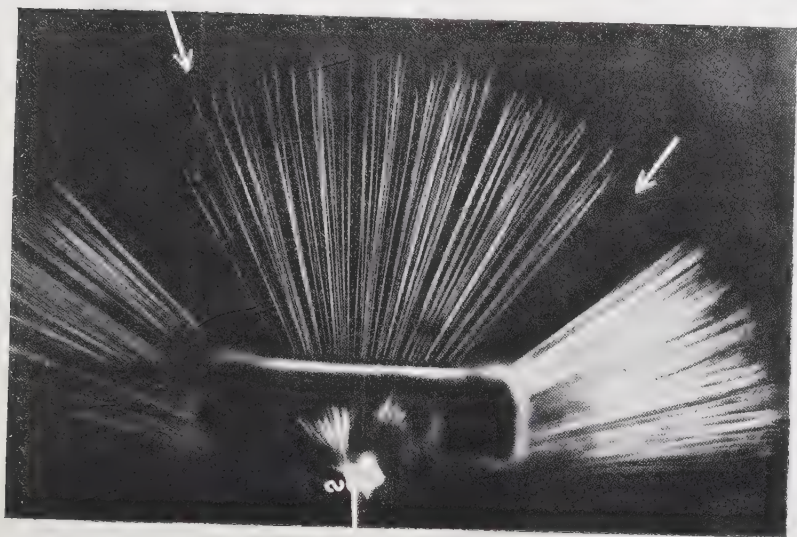


PLANCHE IV



MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

de rayons de longueur comprise entre $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$; II, nombre N de rayons de longueur supérieure à x , en fonction de x .

La première courbe met en évidence l'existence d'un *parcours le plus probable* des rayons α , que nous appellerons l .

La deuxième courbe dont la chute ressemble à celle de la courbe de Bragg montre qu'on pourrait aussi définir un parcours extrapolé à la manière dont Henderson le définit pour la courbe d'ionisation, c'est-à-dire en prolongeant la partie sensiblement rectiligne de la courbe jusqu'à l'axe des x .

Les courbes reproduites ci-contre sont les courbes I et II relatives à un cliché d'une trentaine de rayons.

Il est à remarquer que, sur la plupart des clichés, le parcours le plus probable des rayons peut être déterminé sans ambiguïté, alors que le parcours extrapolé ne peut être apprécié que si la courbe II n'est pas trop irrégulière. Ainsi sur des clichés qui portent, par exemple, une dizaine de rayons, ce qui est tout à fait insuffisant pour établir une courbe de distribution, il est presque toujours possible de déterminer le parcours le plus probable à moins d'un demi-millimètre près (sur 5 cm. de parcours).

C'est cette caractéristique facile à mesurer qui permet de grouper les distributions de longueur relatives à plusieurs clichés en une distribution unique portant sur le nombre total de leurs rayons. Sur des clichés pris les uns après les autres sans rien changer au réglage de la détente on trouve le même parcours le plus probable : on peut compter ensemble tous les rayons comme s'ils venaient d'une même détente. Pour des clichés pris dans des conditions légèrement différentes et où les parcours les plus probables sont par conséquent un peu différents, on peut décaler les courbes de distribution de manière à faire coïncider ces parcours et

additionner ensuite les résultats. Il est préférable de ne pas essayer de grouper des clichés où le parcours des rayons est très différent, car alors il serait nécessaire de faire des corrections dans l'échelle des abscisses au lieu de se contenter d'un simple décalage de l'origine.

J'ai ainsi tracé plusieurs courbes de distribution portant chacune sur 100 à 300 rayons. Ces courbes sont naturellement beaucoup plus régulières que celles qui correspondent à chaque cliché (voir figure 8).

16. Parcours le plus probable. — Pour connaître la valeur du parcours le plus probable l , dans des conditions déterminées de température et de pression, il faut calculer (d'après les dimensions de la chambre et du piston) le degré de détente utilisé ; on doit de plus connaître la pression et la température initiales, mais il est inutile de se préoccuper de la pression et de la température finales, puisque seule la densité de l'air intervient. Il y a lieu de faire une petite correction à la valeur de l ainsi calculée, car cette valeur se rapporte à l'air saturé de vapeur d'eau. Si on calcule la correction en admettant la loi de Bragg pour le pouvoir d'arrêt des atomes (pouvoir d'arrêt proportionnel à la racine carrée du poids atomique), on trouve que sous une pression de 760 mm. de mercure, à la température de 18°, le parcours dans l'air saturé de vapeur d'eau est supérieur de 0,4 o/o au parcours dans l'air sec ; à la température de 30°, la différence serait de 1 o/o.

Les premières déterminations de la longueur des rayons ont donné $l = 3,85$ cm., dans l'air à 15° et 760 mm. de pression. J'ai obtenu dans d'autres expériences des valeurs sensiblement différentes, plutôt inférieures. Il n'y a pas lieu de s'en étonner, car, d'une part la précision sur la mesure de la hauteur du piston est médiocre, d'autre part, il est très probable que la longueur visible des rayons varie un peu selon les clichés. On verra, en effet, que l'ionisation le long

d'un rayon α décroît sans doute jusqu'à 0 à la fin du parcours et par conséquent la longueur apparente diffère selon qu'il y a plus ou moins de brouillard dans la chambre à détente; or, il est impossible d'éviter complètement le brouillard avec une source de rayonnement aussi intense, et les fortes détentes employées.

On verra dans le chapitre IV que le parcours extrapolé donné par la courbe d'ionisation est de 3,87 cm.; le parcours le plus probable lui est donc un peu inférieur, comme on pouvait s'y attendre.

J'ai essayé de voir par un autre moyen s'il n'y avait pas de grosse différence entre le parcours le plus probable que j'observais et le parcours indiqué par l'ionisation. Pour cela j'ai pris des clichés en utilisant une source de rayonnement portant du polonium et du radium C (une solution de radium C était déposée par gouttelettes à l'extrémité du fil de 0,5 mm de diamètre qui portait déjà le polonium). Il y avait peu de rayons du radium C sur les clichés, mais ces quelques rayons suffisaient pour déterminer approximativement le rapport des parcours les plus probables des rayons du polonium et de ceux du radium C, rapport qui doit être le même dans toutes les conditions de température et de pression. Soient p et p' les parcours extrapolés obtenus par la courbe d'ionisation, l et l' les parcours les plus probables, à 15° et 760 mm. de pression.

On a, d'après Henderson ⁽¹⁾, $p' = 6,95$ cm., et d'après mes expériences $p = 3,87$ cm., soit $\frac{p'}{p} = 1,79$; d'autre part, d'après les clichés portant des rayons du polonium et du radium C, on a aussi $\frac{l'}{l} = 1,79$. Ceci est bien d'accord avec la supposition que le parcours le plus probable diffère peu des parcours extrapolés.

(1) HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 549.

17. *Courbe de distribution.* — Considérons à présent la loi de distribution des longueurs autour de la valeur la plus probable. La courbe de la figure 8 représente le nombre de rayons de longueur comprise entre $x - \Delta x$ et $x + \Delta x$, avec $\Delta x = 0,5$ mm, pour une série de clichés portant sur 140 rayons dont le parcours le plus probable est 5,15 cm. On constate que la courbe correspond très exactement à une

loi de probabilité $n = Ke^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$ où $\xi = x - l$, sauf pour les rayons les plus courts qui sont beaucoup plus nombreux.

La précision des mesures permettrait de construire la courbe pour Δx égal à un quart de millimètre, mais le nombre de rayons est insuffisant pour cela et les irrégularités sont trop grandes. On peut étudier la manière dont la valeur de l'intervalle Δx choisi influe sur la forme de la

courbe : si on suppose une loi $n = Ke^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$ correspondant à des intervalles dx très petits, en construisant à partir de cette courbe celles qui correspondraient à des valeurs croissantes de Δx on obtient d'autres courbes plus étalées, très sensi-

blement de la forme $n = Ke^{-\frac{\xi^2}{a^2}}$, avec $a > \alpha$, tant que Δx n'est pas trop grand par rapport à α . Inversement on peut (au moyen d'une courbe de correction préalablement tracée), connaissant l'intervalle Δx et le coefficient a de la courbe expérimentale en déduire le coefficient α qui correspond à la véritable loi de distribution pour des intervalles très petits.

Courbe de correction. — Supposons que les longueurs des rayons α se distribuent suivant une loi de probabilité autour d'une valeur la plus probable l . La proportion des rayons de longueur comprise entre x et $x + dx$ est $v dx$, avec :

$$v = \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{\alpha^2}} \quad \text{où} \quad \xi = x - l.$$

Prenons α pour unité de longueur et affectons de l'indice 1 les longueurs mesurées avec cette unité.

La proportion de rayons de longueur comprise entre $x_1 - \Delta x_1$ et $x_1 + \Delta x_1$ est :

$$n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi_1 - \Delta \xi_1}^{\xi_1 + \Delta \xi_1} e^{-\xi_1^2} d\xi_1 \quad \text{où } \Delta \xi_1 = \Delta x_1$$

Posons :

$$\int e^{-\xi_1^2} d\xi_1 = F(\xi_1).$$

On a :

$$n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} [F(\xi_1 + \Delta \xi_1) - F(\xi_1 - \Delta \xi_1)].$$

La fonction $F(\xi_1)$ est donnée par des tables numériques.

Pour une valeur déterminée de $\Delta \xi_1$, n est fonction de ξ_1 ; on peut tracer sa variation qui est sensiblement conforme à une loi de probabilité :

$$n = K e^{-\frac{\xi_1^2}{a_1^2}} \quad \text{où } a_1 > 1.$$

On peut donc déterminer a_1 pour chaque valeur de $\Delta \xi_1$, c'est-à-dire $\frac{\alpha}{\alpha}$ pour chaque valeur de $\frac{\Delta x}{\alpha} = \frac{\Delta x}{\alpha}$. On peut en déduire $\frac{\Delta x}{\alpha}$ qui est égal à $\frac{\Delta x}{\alpha} : \frac{\alpha}{\alpha}$. On construit les courbes qui représentent la variation de $\frac{\Delta x}{\alpha}$ et de $\frac{\alpha}{\alpha}$ en fonction de $\frac{\Delta x}{\alpha}$ (figure 7).

$\frac{\Delta x}{\alpha}$	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
$\frac{\Delta x}{a}$	0,195	0,381	0,532	0,645	0,72	0,75
$\frac{a}{\alpha}$	1,016	1,05	1,13	1,24	1,39	1,6

On pourra donc, connaissant l'intervalle Δx , utilisé dans les mesures de rayons sur les clichés et le coefficient a de la

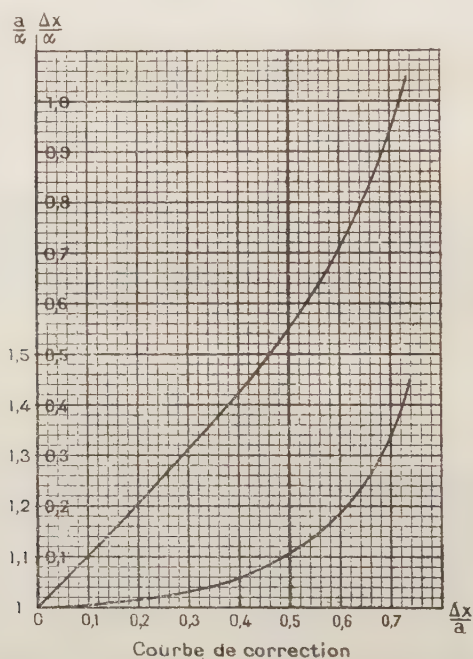


Fig. 7.

loi de probabilité expérimentale obtenir $\frac{\Delta x}{\alpha}$ ou $\frac{a}{\alpha}$ au moyen de courbes de correction et en déduire α .

Si l'intervalle Δx est faible par rapport à α , α est peu différent de a . Le rapport $\frac{a}{\alpha}$ est :

$$\frac{a}{\alpha} = \frac{2\Delta x}{\int_{-\Delta x}^{\Delta x} e^{-\frac{x^2}{\alpha^2}} dx}.$$

Pour $\frac{\Delta x}{\alpha} = 0,4$, par exemple, la correction atteint 5 o/o.

Quand Δx devient égal ou supérieur à α , la correction devient très considérable et en même temps très imprécise, car la courbe de distribution altérée diffère d'autant plus d'une loi de probabilité que $\frac{\Delta x}{\alpha}$ est plus grand.

Calcul du coefficient de probabilité de la loi de distribution de longueur. — Soient, par exemple, les résultats expérimentaux relatifs à une série de clichés comportant environ 140 rayons ; n est le nombre de rayons de longueur comprise entre $x - 0,5$ mm. et $x + 0,5$ mm. On peut tracer la courbe qui représente la variation de n en fonction de x et déterminer l'abscisse et l'ordonnée du maximum, qui se trouve coïncider ici avec l'un des points expérimentaux.

x/cm	n	x/cm	n
5,35	0,5	5,05	31
5,3	6	5,0	18
5,25	24,5	4,95	10,5
5,2	55,5	4,9	5
5,15	72,5	4,85	2
5,1	56	4,80	1

Les fractions de rayon sont dues au mode de dénombrement adopté.

On a tracé une courbe de probabilité type où le coefficient a est pris comme unité pour l'échelle des abscisses :

$$y = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}.$$

On reporte sur cette courbe les points expérimentaux ; pour cela on commence par multiplier le nombre n par un coefficient convenable pour que le maximum coïncide, puis

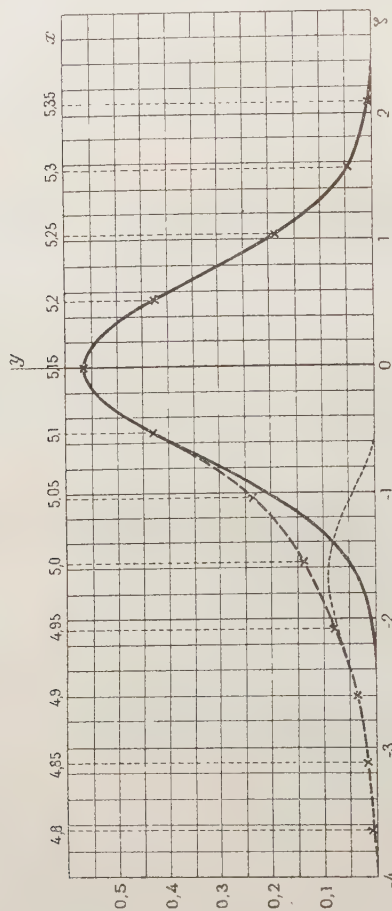


Fig. 8.

$$y = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}.$$

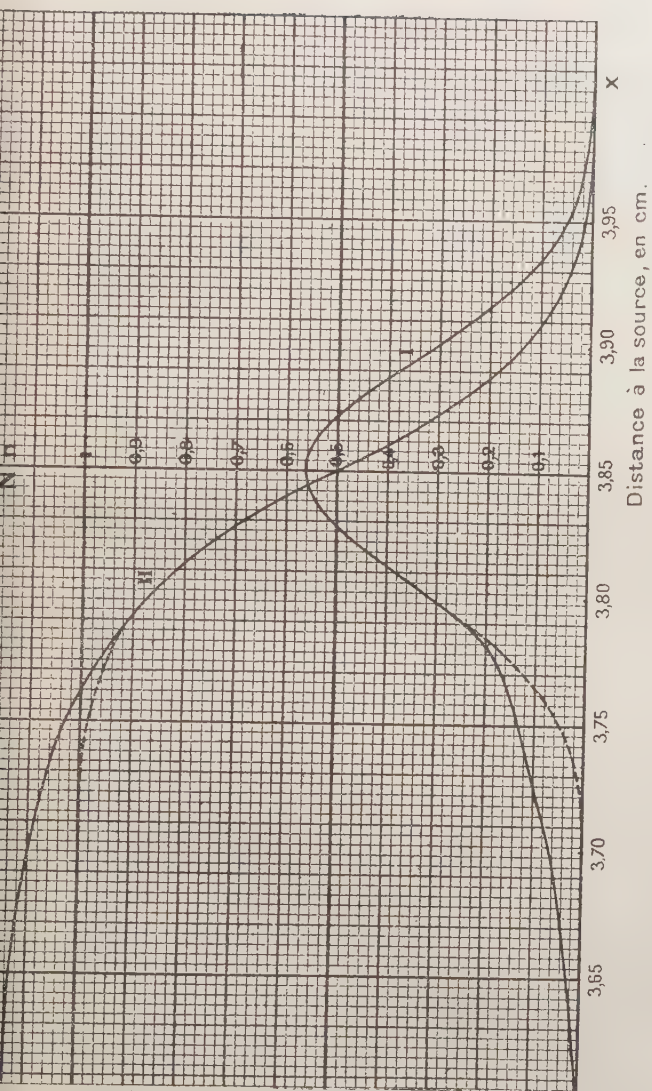
Points expérimentaux.

Portion de la courbe expérimentale qui se sépare de la loi de probabilité.

Différence des ordonnées de ces courbes.

x Distance à la source.

on fait coïncider les autres points par un choix convenable



Distribution de longueur des rayons du polonium dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

Fig. 9. — *Courbe I* : nombre de rayons de longueur comprise entre x et $x + dx$, rapportée à l'unité de longueur.

Courbe II : nombre de rayons de longueur supérieure à x
 ----- Courbe de probabilité et intégrale de cette courbe.

de la longueur qui représente 1 mm. sur l'échelle des abscisses où l'unité est a (voir figure 8). On a ainsi 1 mm. = 1,04 a , soit $a = 0,962$ mm.

On a donc $\frac{\Delta x}{a} = \frac{0,5 \text{ mm.}}{a} = 0,52$. A cette valeur correspond d'après la courbe de correction $\frac{a}{\alpha} = 1,12$, $\alpha = 0,86$ mm. Le parcours le plus probable étant 5,15 cm., le rapport $\rho = \frac{\alpha}{l}$ qui doit être indépendant des conditions de température et de pression est :

$$\rho = 0,0167.$$

Une autre série de clichés relatives à 265 rayons donne 1 mm. = 0,96 a , $\frac{\Delta x}{a} = 0,48$, $\frac{a}{\alpha} = 1,09$, $\alpha = 0,955$ mm., avec $l = 5.68$. On a :

$$\rho = 0,0168$$

valeur qui concorde très exactement avec la précédente, bien que la longueur des rayons soit différente.

On verra qu'il y a lieu de diminuer cette valeur de 2 0/0 en raison de la variation de pression pendant l'émission des rayons. On peut admettre pour le coefficient de la loi de probabilité $\rho = 0,0165$, et $\alpha = 0,64$ mm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

18. Rayons courts. — Les diverses séries de clichés donnent toutes des résultats analogues et conduisent à des lois de probabilité peu différentes; il y a toujours un excès de rayons courts. La courbe de distribution décroît régulièrement vers 0 quand x diminue, mais plus lentement que la courbe de probabilité. Le parcours le plus probable étant de 3,85 cm. (15° et 760 mm.), il n'y a pratiquement plus de rayons de 3,5 cm. (moins de 0,1 0/0). Cependant, pour des valeurs de x inférieures on retrouve un petit nombre de rayons, de longueurs distribuées à peu près uniformément entre 3,1 et 3,4 cm.; leur proportion vis-à-vis du nombre total est de l'ordre de 2 0/0. Je n'ai pas observé de rayons de longueur inférieure à 3,1 cm.

Si l'on calcule, pour chaque valeur de x inférieure à l , la différence entre le nombre de rayons trouvé et celui qui correspondrait à la loi de probabilité, on voit (figure 8) que cette différence passe par un maximum pour une valeur de x inférieure de 3 o/o, à la valeur la plus probable. Le nombre des rayons qui ne rentrent pas dans la loi de probabilité principale est environ un huitième du nombre total. Il y a une assez grande incertitude sur le nombre et la distribution de ces rayons, car on compte probablement parmi eux quelques trajectoires accidentellement raccourcies par un manque de brouillard à l'extrémité.

Des expériences actuellement en cours semblent indiquer que le nombre de rayons qui ne rentrent pas dans la loi de probabilité diffère suivant les sources; ce seraient donc des rayons ayant subi une légère absorption à la surface de la source, soit par suite des irrégularités du support, soit dans le dépôt de polonium lui-même, car celui-ci se fait peut être par paquets et non en couche uniforme et en ce cas l'absorption pourrait ne pas être négligeable.

19. Comparaison avec la courbe d'ionisation et la courbe de scintillations. — La courbe II (fig. 9) qui représente le nombre de rayons de longueur supérieure à x n'est autre que l'intégrale de la courbe I de distribution, prise en faisant varier x de l'infini vers 0; au maximum de la courbe I, pour $x = l$ correspond un point d'inflexion très étendu sur la courbe II.

Environ 90 o/o des rayons ont une longueur comprise entre $l - 1$ mm. et $l + 1$ mm. (dans l'air à 15° et 760 mm. de pression), soit environ entre 3,75 et 3,95 mm.

Sur la figure 10 on a tracé la courbe d'ionisation et la courbe II, ramenées à 15° et 760 mm. de pression. A la queue d'ionisation de la courbe de Bragg au delà du parcours extrapolé correspond une queue analogue de la courbe II; ces rayons rentrent, comme nous l'avons vu, dans

la loi de probabilité. La chute rapide du nombre des rayons commence plus loin de la source que la chute de la courbe d'ionisation ; on voit donc qu'elle n'est pour rien dans l'existence du maximum de cette courbe.

Il est également intéressant de comparer la courbe II à celle qui représente la décroissance du nombre de scintilla-

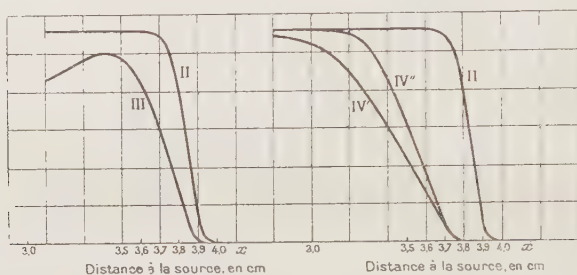


Fig. 10.

Rayons du polonium dans l'air à 150 et 760 mm. de pression.

Courbe II : Nombre de rayons de longueur supérieure à x .

» III : Courbe d'ionisation.

» IV' : Courbe de scintillation de Taylor.

» IV'' : » » Rothensteiner.

tions à la fin du parcours. On voit que ces courbes sont très différentes ; il est nécessaire de supposer qu'une cause systématique autre que les erreurs expérimentales ordinaires affecte la courbe de scintillations (figure 10).

20. Discussion des causes d'erreur. — Il y a lieu de remarquer dans cette étude que les causes d'erreurs possibles concourent toutes à augmenter les différences de longueur entre les rayons.

Je vais exposer ici ces causes d'erreurs en même temps que les raisons que j'ai de supposer que leur influence n'est pas très considérable.

Erreurs dues à des irrégularités de pression dans la chambre pendant la détente. — Des erreurs dues à cette cause se traduiraient par une différence systématique entre les rayons ayant traversé une région perturbée et les autres.

Or aucune différence systématique n'est mise en évidence si on mesure séparément diverses parties de l'éventail, sauf dans des régions où le brouillard a manqué, et qui ne peuvent servir pour les mesures. De plus les résultats obtenus dans les deux chambres à détente sont semblables; s'il y avait eu des irrégularités notables de pression elles n'auraient pas été les mêmes dans les deux chambres dont les dimensions étaient un peu différentes.

Absorption à la surface de la source. — Les inégalités de surface de la source ou les impuretés déposées en même temps que le polonium pourraient être cause du raccourcissement de certains rayons; une trace d'eau condensée sur la source dans la chambre à détente aurait le même effet. Pratiquement quand de l'eau s'est condensée sur la source, on en est toujours averti par de grosses irrégularités visibles sans prendre de photographies. En ce qui concerne la surface, il est extrêmement difficile de l'obtenir absolument régulière et exempte d'impuretés. Comme j'ai obtenu des distributions de longueur analogues avec plusieurs sources qui différaient entre elles par les dimensions et par l'aspect de la surface vue au microscope, je ne pense pas avoir d'erreur importante de ce côté, sauf en ce qui concerne le nombre de rayons courts. J'ai pris soin d'utiliser des sources fraîchement préparées, afin d'éviter l'effet de pénétration du polonium dans l'argent, qu'il y a lieu de craindre d'après des expériences faites à l'Institut du Radium ⁽¹⁾.

Addition des clichés. — On doit compter aussi comme cause d'erreur la nécessité de grouper dans une même courbe de distribution les rayons de plusieurs clichés. Pour que cette opération n'entraîne pas un étalement de la répartition des longueurs, il faudrait connaître exactement la valeur la plus probable sur chaque cliché afin de faire coïncider correctement sa distribution avec celle des autres. Cette diffi-

(1) Mlle MARACINEANU, *Thèse*, 1924; *C. R.*, 1923, 177, p. 1215.

culté n'entraîne que de petites différences sur la courbe de distribution.

Variation de la pression pendant l'émission des rayons.

— Il est naturellement impossible d'éviter une petite variation de la pression dans la chambre au cours de l'émission des rayons. Dans les dernières expériences faites avec une source de $2/10$ de mm. de diamètre, on peut estimer que tous les rayons avaient été émis pendant que le piston descendait de $1/4$ de mm. environ. La chambre à détente ayant 4 cm. de haut, la pression devait donc varier de $1/160$ de sa valeur pendant l'émission des rayons, soit de $1/300$ autour de sa valeur moyenne. Pour des expériences faites avec d'autres sources moins petites les conditions étaient moins bien définies, mais l'effet de variation de pression était sans doute du même ordre.

En rapportant à 15° et 760 mm. de pression, la différence de la longueur la plus probable des rayons entre le début et la fin de l'émission serait de 0,25 mm. Si on suppose que l'émission a eu lieu uniformément, la loi de distribution est altérée de la même manière que par la numération dans un intervalle de longueurs $x - \Delta x$ à $x + \Delta x$, avec :

$$2\Delta x = 0,25 \text{ mm.},$$

au lieu d'un intervalle infiniment petit. En utilisant la courbe de correction de la figure 7, on trouve qu'il faut retrancher environ 2 0/0 du coefficient de probabilité α . Comme on le voit cet effet est peu important.

Une variation de pression notable au cours de l'émission des rayons aurait pour effet non pas d'augmenter le coefficient α , mais de déformer la courbe de distribution qui ne serait plus conforme à une loi de probabilité.

Erreurs sur la mesure des rayons sur les clichés. — Il est assez facile de distinguer les clichés utilisables de ceux où les extrémités des rayons sont mal venues pour une raison ou pour une autre. Sur des clichés d'aspect normal,

on doit apprécier les extrémités d'une manière assez cohérente même quand elles sont faibles, car l'étalement de la loi de distribution obtenue est proportionnelle au parcours le plus probable, ce qui ne serait pas le cas si les différences dues aux erreurs accidentelles des mesures étaient importantes.

21. Discussion des résultats. — Il résulte de ces expériences que les longueurs des rayons α du polonium se distribuent suivant une loi de probabilité, sauf pour les rayons courts qui sont en excès ; le parcours le plus probable est de 3,85 cm. environ dans l'air sec, à la température de 15° et sous une pression de 760 mm. de mercure.

Le coefficient de la loi de probabilité est $\alpha = 0,064$ cm. et le rapport $\frac{\alpha}{l}$ est $\rho = 0,0165$.

On peut estimer à 5 o/o environ la précision avec laquelle le coefficient α est déterminé, précision très remarquable si on considère que les différences de longueur entre les rayons ne dépassent pas 3 mm., pour le plus grand nombre d'entre eux, et que les mesures sont faites à 1/4 de mm. près.

Mais on ne doit pas perdre de vue que le parcours des rayons mesuré par la méthode de Wilson est presque certainement un peu inférieur au parcours ionisant ; à l'extrémité de chaque rayon il doit y avoir une région où l'ionisation est trop faible pour que le rayon soit rendu visible et la longueur dont chaque rayon est réduit de ce fait est probablement un peu variable. Ce raccourcissement qui ne saurait être compté à proprement parler comme erreur expérimentale puisqu'il serait inhérent à la méthode, expliquerait que le coefficient de probabilité α soit un peu plus fort que celui qui est prévu par la théorie, en même temps que le parcours serait un peu plus faible que le parcours d'ionisation.

Les théories de Bohr et de Flamm sur l'oscillation de parcours appliquées aux rayons α du polonium dans l'air (voir l'historique, page 11) prévoient respectivement $\rho = 0,012$

et $\rho = 0,0123$. Le coefficient qui résulte de mes expériences, $\rho' = 0,0165$, est un peu plus fort; toutefois, contrairement aux résultats obtenus au moyen des courbes de scintillations, il est de l'ordre de grandeur prévu.

La loi expérimentale pourrait résulter de deux causes de fluctuations de vitesse des rayons, correspondant chacune à une répartition des longueurs suivant une loi de probabilité. l'un des coefficients, α_1 , étant celui de l'oscillation de parcours prévue théoriquement.

Soient α_1 et α_2 les coefficients des deux lois de probabilité. Désignons par ξ la différence $x - l$ du parcours d'un rayon avec le parcours le plus probable.

La proportion des rayons qui subissent à partir du parcours le plus probable un écart compris entre ξ_1 et $\xi_1 + d\xi_1$ venant de la première cause de fluctuation et un écart compris entre ξ_2 et $\xi_2 + d\xi_2$ venant de la deuxième est :

$$\frac{1}{\alpha_1 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\xi_1^2}{\alpha_1^2}} d\xi_1 \times \frac{1}{\alpha_2 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\xi_2^2}{\alpha_2^2}}.$$

Posons :

$$\xi = \xi_1 + \xi_2.$$

La proportion des rayons qui se terminent entre ξ et $\xi + d\xi$ est $n d\xi$ avec :

$$n = \frac{1}{\pi \alpha_1 \alpha_2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left[\frac{\xi_1^2}{\alpha_1^2} + \frac{(\xi - \xi_1)^2}{\alpha_2^2}\right]} d\xi_1$$

Posons :

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = \alpha^2$$

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{\pi \alpha_1 \alpha_2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\xi_1 \alpha}{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{\xi \alpha}{\alpha \alpha_2}\right)^2 - \frac{\xi^2}{\alpha^2}} d\xi_1 \\ &= \frac{e^{-\frac{\xi^2}{\alpha^2}}}{\pi \alpha_1 \alpha_2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\xi_1 \alpha}{\alpha_1 \alpha_2} - \frac{\xi \alpha}{\alpha \alpha_2}\right)^2} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha} d\left(\frac{\xi_1 \alpha}{\alpha_1 \alpha_2}\right) \\ n &= \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{\alpha^2}} \end{aligned}$$

La loi de distribution résultante est une loi de probabilité de coefficient $\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}$.

La loi expérimentale pour laquelle $\rho = 0,0165$, pourrait résulter de la superposition à la loi théorique, $\rho_1 = 0,0123$, d'une oscillation de parcours de coefficient ρ_2

$$\rho_2 = \sqrt{\rho^2 - \rho_1^2} = 0,011.$$

ce qui donne dans l'air à 15° et 760 mm. de pression

$$x_2 = 0,42 \text{ mm.}$$

Il ne semble pas que l'on puisse attribuer entièrement cette oscillation de parcours au raccourcissement un peu variable des rayons par suite de l'affaiblissement des extrémités. On devra donc chercher une autre explication.

Toutefois, avant de pousser plus loin des considérations sur la loi de distribution de longueur des rayons, il est nécessaire de vérifier avec une précision aussi grande que possible l'homogénéité des vitesses initiales des rayons α . En effet, d'une part la loi de probabilité pourrait résulter de l'effet combiné des fluctuations de parcours pour les particules de même vitesse et des fluctuations de vitesse initiale. D'autre part, les rayons courts pourraient être attribués à l'existence d'un petit groupe de rayons, de vitesse un peu plus faible que la vitesse du groupe principal et soumis à peu près à la même loi de distribution des longueurs (figure 8); il devrait comprendre environ 1/8 des rayons, et correspondrait à un parcours le plus probable inférieur de 1 mm. environ à celui du groupe principal (à 15° et 760 mm. de pression); d'après la loi de Geiger sa vitesse initiale serait par conséquent inférieure de 10/0 à celle du groupe principal. Un tel groupe serait difficile à déceler par la courbe d'ionisation.

22. Sur la distribution de longueur des rayons α dans l'azote et dans l'oxygène ⁽¹⁾. — Comme suite à ce travail, j'ai étudié

⁽¹⁾ Mlle IRÈNE CURIE et M. NOBUO YAMADA, *C. R.*, 179 (1924), p. 761.

en collaboration avec M. Yamada, la distribution de longueur des rayons α dans l'azote et dans l'oxygène. Il est particulièrement intéressant de comparer ces distributions, car il a été montré récemment ⁽¹⁾ que les courbes de Bragg relatives à ces gaz ont une forme sensiblement différente l'une de l'autre. Si on ramène les courbes à un même parcours extrapolé, le maximum de la courbe d'ionisation dans l'azote est notablement plus voisin de l'extrémité du parcours que pour la courbe d'ionisation dans l'oxygène. Il s'agit de voir si cette différence est entièrement attribuable à la loi de variation de l'ionisation le long d'un rayon α individuel, ou si la distribution de longueur n'est pas la même dans les deux gaz.

La chambre à détente était remplie soit d'oxygène contenant 2 à 3 o/o d'azote ; soit d'azote contenant 2 à 3 o/o d'oxygène.

La source de rayonnement était la même pour les expériences dans les deux gaz : une petite surface circulaire de 0,4 mm. de diamètre portant une quantité de polonium correspondant à un courant de saturation de 2 000 U. E. S. environ.

On a mesuré environ 400 rayons pour l'azote et un peu plus pour l'oxygène ; la forme générale des courbes de distribution de longueur est semblable à celle qui a été trouvée pour l'air : courbe de probabilité avec un petit excès de rayons courts.

On trouve pour le coefficient de probabilité $\frac{\alpha}{\rho}$

0,0208, pour l'azote

0,0204, pour l'oxygène

valeurs concordantes à la précision des expériences.

Cependant on peut s'étonner de la différence entre le coefficient $\frac{\alpha}{\rho} = 0,0165$ trouvé dans l'air et le coefficient obtenu pour l'azote et l'oxygène.

(1) CONSIGNY, *Diplôme d'Etudes supérieures*, Paris (1923).

Cette différence tient à ce que la source de rayonnement portait une densité de polonium très supérieure à celle qui avait été employée jusqu'ici et il devait y avoir une absorption non négligeable du rayonnement par le polonium lui-même. On peut calculer, en effet, en admettant une répartition uniforme du polonium sur la surface, que la densité superficielle devrait être de 7×10^{17} atomes par cm^2 , ce qui représente, si on admet pour les atomes un pouvoir d'arrêt proportionnel à la racine carrée du nombre atomique, une absorption équivalente à 0.4 mm. d'air atmosphérique. On peut calculer qu'une absorption de cette importance modifie la courbe de distribution de longueur de manière à lui donner sensiblement la forme d'une courbe de probabilité de coefficient plus grand que le coefficient vrai. La correction prévue est plus faible que l'écart qu'il s'agit d'expliquer, mais elle a été appréciée en supposant le polonium réparti uniformément sur la source, alors que pour une répartition irrégulière la correction serait plus forte ; il est possible aussi que la matière utilisée ait contenu quelques impuretés.

La différence entre le coefficient $\frac{\alpha}{\rho}$ trouvé pour l'air et celui que l'on obtient ici s'explique donc suffisamment par une absorption à la surface de la source. Malgré cette différence la comparaison des deux gaz est valable, la même source ayant été employée pour l'un et pour l'autre. On peut conclure qu'il n'existe à la précision expérimentale aucune différence entre la distribution de longueur des rayons dans l'azote et dans l'oxygène, en ce qui concerne le coefficient de la loi de probabilité. Le nombre de rayons courts semble à peu près le même dans les deux gaz, mais on ne peut le déterminer même approximativement avec une source présentant de l'absorption.

Il résulte de ce travail que la différence de forme, entre les courbes de Bragg dans l'azote et dans l'oxygène, doit être attribuée entièrement à la loi de variation de l'ionisation le long d'un rayon α .

CHAPITRE III

Etude de la vitesse initiale des rayons α par la déviation magnétique.

L'étude de la distribution de longueur des rayons α du polonium montre la nécessité de vérifier avec beaucoup de précision l'homogénéité des vitesses initiales. Les différences de parcours sont en effet de l'ordre de 1 à 2 mm. ; or, d'après la loi de Geiger (parcours proportionnel au cube des vitesses initiales) une différence de vitesse de 1 o/o correspondrait à une différence de 1 mm. sur le parcours.

Geiger ⁽¹⁾ a étudié la déviation magnétique des rayons α du radium C ; il n'a pas constaté de différence entre la largeur de la raie déviée et non déviée avec une précision égale à 0,5 o/o de la déviation. Se basant sur cette expérience, il affirme que l'écart maximum des vitesses est inférieur à 0,5 o/o.

Cette conclusion géométrique est inexacte au point de vue physique.

L'étude de la manière dont varie la largeur apparente des raies avec la distribution des vitesses montre que la précision de 0,5 o/o sur l'égalité des raies correspond à une précision probablement très inférieure sur l'homogénéité des vitesses.

On verra plus loin la discussion détaillée de cette question.

(¹) GEIGER, *Radium*, 1910, p. 136.

J'ai jugé nécessaire de reprendre avec plus de précision cette expérience, en utilisant les rayons du polonium ; je me suis attachée d'une part à vérifier l'homogénéité des vitesses avec une précision aussi grande que possible, d'autre part à résoudre la question posée à la fin du chapitre précédent, à savoir, si les rayons courts ne rentrant pas dans la loi de probabilité ne correspondent pas à un groupe faible, de vitesse un peu différente de celle du groupe principal.

Il a été jugé utile également de déterminer avec précision la vitesse absolue des rayons α du polonium.

En comparant cette vitesse à celle des rayons α du radium C, mesurée par Rutherford, on pourra soumettre la loi de Geiger à une vérification plus précise que celle que l'on peut obtenir en réduisant le parcours des rayons au moyen d'un écran (voir p. 7). Cette expérience sera exposée tout d'abord.

PREMIÈRE PARTIE

Détermination de la valeur absolue de la vitesse des rayons α du polonium ⁽¹⁾.

23. Dispositif expérimental. — La méthode employée pour déterminer la vitesse des rayons α du polonium est celle de la déviation magnétique, avec le dispositif ordinaire.

Soient V la vitesse des rayons, R le rayon du cercle qu'ils décrivent dans un champ magnétique uniforme H , normal à la direction de leur vitesse, e et m la charge et la masse

(¹) IRÈNE CURIE, *C. R.*, **175**, p. 220.

d'une particule; on a $\frac{mV}{e} = RH$ ou $V = RH \times \frac{e}{m}$. Le rapport $\frac{e}{m}$ est égal pour les rayons α à $4,824 \times 10^3$ unités E.M.

L'appareil destiné à mesurer la déviation magnétique est une petite chambre de laiton contenant un système de deux fentes F et F' et une plaque photographique P; les fentes sont exactement parallèles entre elles et parallèles à la plaque P; le plan passant par les fentes est normal à la plaque. La lamelle qui porte le polonium est fixée en dessous de la fente F, très près de celle-ci. La chambre est fermée par un couvercle rodé et munie d'un robinet permettant d'y faire le vide (figure 11).

Si l'on désigne par a la demi-distance des fentes, par y la moyenne des distances des fentes à la plaque, par x la distance des impressions produites par les rayons α en absence ou en présence du champ, on a, avec une approximation suffisante,

$$R = \frac{y^2 + x^2 - a^2}{2x}$$

pour le rayon du cercle décrit par les rayons α . Les fentes sont suffisamment fines pour que leur largeur n'intervienne pas dans les calculs.

Les dimensions de l'appareil sont les suivantes :

$$a = 0 \text{ cm. } 980 ; \quad y = 3 \text{ cm. } 987 \quad \text{ou} \quad y = 4 \text{ cm. } 892.$$

Les fentes ont 5/100 de mm. de largeur.

La chambre était placée entre les pièces polaires d'un électro-aimant; celles-ci avaient 10 cm. de diamètre et étaient distantes de 2 cm. 4. Dans toute la région occupée par la chambre le champ était uniforme avec une grande précision. On faisait une pose sans champ et deux poses dans le champ, avec retournement de la chambre pour obtenir la déviation magnétique dans les deux sens.

Le champ magnétique était mesuré au moyen d'une balance de Cotton et Sève. Il était voisin de 10 000 gauss.

Le polonium employé, déposé sur une lame d'argent, occupait une surface de 3 mm. sur 10 mm. et correspondait à un courant de saturation d'environ 3000 ES. Chaque pose durait une demi-heure ou trois quarts d'heure, avec des plaques photographiques très sensibles.

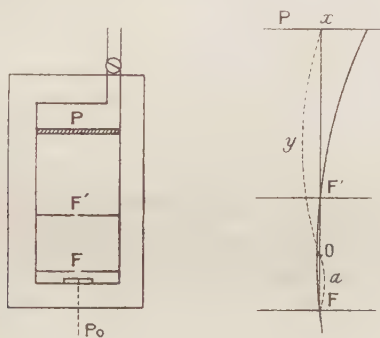


Fig. 11.

Deux plaques ont été faites, à titre de contrôle, avec la lame de polonium activée préalablement dans l'émanation du radium. On obtenait de cette manière sur la plaque les raies dues aux rayons α du radium C, en plus de celles dues aux rayons α du polonium.

24. Résultats. — Les images obtenues sur la plaque se présentent sous la forme de raies fines dont la largeur, exactement la même pour les rayons déviés et les rayons non déviés, correspond aux dimensions géométriques de l'appareil.

La distance des milieux des images a été mesurée avec précision au moyen d'une machine à mesurer les spectres.

L'incertitude la plus importante se rapporte à la mesure

de x et du champ H . Je pense que la précision obtenue sur la vitesse des rayons α du polonium est de 0,2 o/o ou 0,3 o/o. Elle est un peu inférieure sur la vitesse des rayons α du radium C dont la mesure a été faite à titre de contrôle et trouvée concordante à 0,5 o/o près avec la valeur indiquée par Rutherford et Robinson.

Chacun des couples de valeurs, x et y , correspondant à une plaque, voici les nombres obtenus :

$$H = 10\,170 \text{ gauss} \left\{ \begin{array}{l} y = 3,987 \\ x = 0,2308 \end{array} \right\} R = 32,47 \quad v = 1,593 \times 10^9$$

$$H = 10\,090 \text{ gauss} \left\{ \begin{array}{l} y = 3,987 \\ x = 0,2292 \end{array} \right\} R = 32,70$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y = 4,892 \\ x = 0,3525 \end{array} \right\} R = 32,76$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y = 3,987 \\ x = 0,229 \end{array} \right\} R = 32,73$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y = 3,987 \\ x = 0,2292 \end{array} \right\} R = 32,70$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y = 4,894 \\ x = 0,3529 \end{array} \right\} R = 32,76$$

$$\text{En moyenne : } R = 32,73; \quad v = 1,593 \times 10^9.$$

Nombre adopté pour la valeur du produit $\frac{mV}{e}$:

$$3,302 \times 10^5 \text{ E.M.}$$

Nombre adopté pour la vitesse d'émission des rayons α du polonium :

$$1,593 \times 10^9 \text{ cm : sec.}$$

DEUXIÈME PARTIE

Etude de l'homogénéité des vitesses initiales.

L'appareil employé pour cette expérience est du même type que celui qui vient d'être décrit pour la détermination absolue de la vitesse, mais ses dimensions sont beaucoup plus grandes, car il faut obtenir une forte dispersion et il n'est pas nécessaire que les rayons soient déviés dans un champ uniforme.

L'expérience de Geiger était faite avec un dispositif du même genre, mais le faisceau dévié ou non dévié était reçu sur un écran au sulfure de zinc : on mesurait la largeur de la bande de scintillations. Je n'ai pas cru devoir reprendre cette méthode. En effet, tant qu'il ne s'agit que de comparer la largeur de deux raies, la mesure est bien meilleure sur une plaque photographique que sur une bande de scintillations ; par contre la méthode de scintillations donne en principe la possibilité de tracer la courbe de variation du nombre de rayons dans la largeur de la bande, mais on verra que, dans le cas actuel, il aurait été nécessaire d'effectuer la numération dans des tranches de $5/100$ de mm de largeur au plus, ce qui m'a semblé présenter de trop grandes difficultés expérimentales.

25. Dispositif expérimental. — Une boîte plate fermée par un grand rodage contient un système de fentes FF' parallèles entre elles et parallèles à une plaque P, placée perpendiculairement au plan des fentes ; celles-ci ont à peu près la même largeur ($0,05$ mm.). La source de polonium S est placée au-dessous de la fente F. On fait le vide par un tube T

qui est relié à une jauge de Mac Leod et à une pompe à vide (fig. 12).

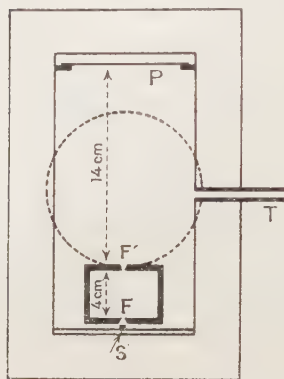


Fig. 12.

On place l'appareil entre les pièces polaires de 11 cm. de diamètre d'un électroaimant. Le champ magnétique (perpendiculaire au plan de la figure) est de 10 000 gauss environ dans l'entrefer et tombe très rapidement quand on en sort. Il a été jugé préférable de placer l'appareil de telle manière que le champ magnétique intense commence seulement à partir de la deuxième fente F'. Les pièces polaires sont

représentées par un cercle en pointillé sur la figure 12.

26. Calcul géométrique de la déviation et de la largeur de la raie déviée. — Le calcul de la déviation du faisceau de rayons α ne pourrait être fait rigoureusement que si l'on connaissait exactement la loi de variation du champ magnétique dans toute la région où passe le faisceau. Mais ici il s'agit seulement de connaître approximativement la déviation, afin de pouvoir calculer l'élargissement de la raie déviée par rapport à la raie non déviée, les rayons α étant supposés de vitesse homogène.

On peut supposer que le champ est uniforme et égal à H dans l'entrefer et tombe brusquement à 0 quand on en sort. On traitera d'abord le problème pour les rayons émis dans un plan perpendiculaire aux fentes et dont la trajectoire est, par conséquent, entièrement comprise dans un de ces plans.

Supposons que le champ commence à la deuxième fente F' dont le milieu sera l'origine des axes. Prenons pour axe des

ordonnées, $F'y$, la droite qui joint les milieux des fentes et pour axe des abscisses, $F'x$, la perpendiculaire à cette droite (fig. 13).

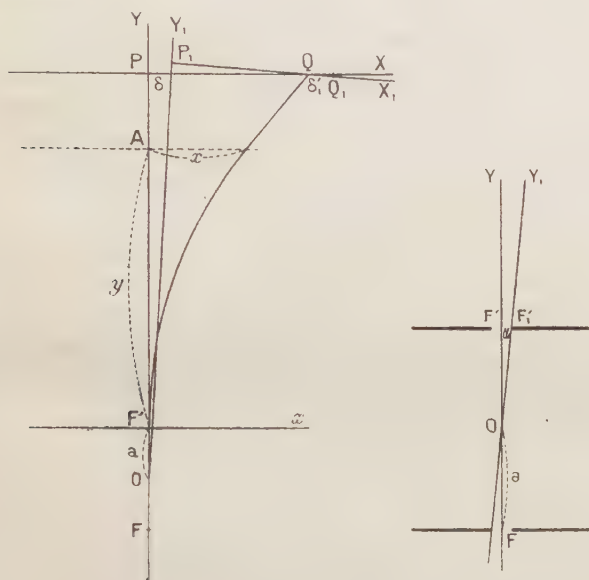


Fig. 13.

Soit a la demi-distance des fentes ; le champ H agit entre les ordonnées O et y (on ne tiendra pas compte de la forme circulaire de la région de champ intense). L'ordonnée de la plaque est Y .

Le faisceau non dévié atteint la plaque en P . Quand le champ H agit, le faisceau subit à partir de la fente F' une courbure de rayon constant R , jusqu'à l'ordonnée y où la déviation atteint la valeur x ; il continue ensuite en ligne droite jusqu'à l'ordonnée Y où la déviation est X .

On sait que :

$$R = \frac{mV}{eH}$$

où e et m sont la charge et la masse de la particule α , V sa vitesse.

On a :

$$y^2 = x^2 R - x), \quad \text{soit} \quad x = R - \sqrt{R^2 - y^2}$$

$$\frac{X - x}{Y - y} = \frac{y}{R - x}$$

Donc :

$$X = x + \frac{y(Y - y)}{R - x} = x + \frac{y(Y - y)}{\sqrt{R^2 - y^2}}$$

$$= R + \frac{yY - R^2}{\sqrt{R^2 - y^2}}$$

Calculons aussi la manière dont varie la déviation X , pour une petite variation de la vitesse initiale des rayons α . On a vu que R est proportionnel à V , donc $\frac{dV}{V} = \frac{dR}{R}$:

$$\frac{dX}{dR} = \frac{dx}{dR} + y(Y - y) \frac{d(R^2 - y^2)^{-\frac{1}{2}}}{dR}$$

$$= 1 - \frac{R}{\sqrt{R^2 - y^2}} - \frac{y(Y - y)R}{(R^2 - y^2)\sqrt{R^2 - y^2}}$$

$$= -\frac{RX - x^2}{R^2 - y^2}$$

$$\frac{dX}{X} = -\frac{R^2 - R \frac{x^2}{X}}{R^2 - y^2} \frac{dR}{R} = -\frac{R^2 - R \frac{x^2}{X}}{R^2 - y^2} \frac{dV}{V}$$

La variation relative de la déviation est presque égale à celle de la vitesse, au signe près, car $\frac{R^2 - R \frac{x^2}{X}}{R^2 - y^2}$ est peu différent de 1.

Largeur de la raie déviée. — Considérons la largeur de la raie sur la plaque P. Soit α l'angle que forme avec l'axe FY les rayons qui arrivent au bord de la raie non déviée, c'est-à-dire ceux qui passent près des deux bords

opposés des fentes F et F'. Appelons δ la demi-largeur de la raie non déviée (figure 13).

Prenons pour axe des ordonnées l'un des rayons extrêmes non dévié $F'_1 Y_1$. La largeur de la raie étant petite par rapport à la déviation X, l'angle α étant petit, on a très sensiblement pour l'ordonnée Y_1 du point Q_1 où le rayon extrême dévié rencontre la plaque, et pour l'ordonnée y , du point où il sort du champ magnétique

$$\begin{aligned} Y_1 - Y &= \alpha X \\ y_1 - y &= \alpha x \end{aligned}$$

La distance entre le point Q_1 et le point Q où arrive le rayon central dévié est :

$$\delta'_1 = \delta + X_1 - X \quad \text{avec} \quad X_1 = R + \frac{y_1 Y_1 - R^2}{\sqrt{R^2 - y_1^2}}$$

$$\delta'_1 - \delta = \frac{y_1 Y_1 - R^2}{\sqrt{R^2 - y_1^2}} - \frac{y Y - R^2}{\sqrt{R^2 - y^2}}$$

négligeant des termes du second ordre, on obtient :

$$\delta'_1 - \delta = \alpha \left[\frac{x Y}{R - x} + \frac{R y (X - x)}{(R - x)^2} \right].$$

On aurait la même valeur pour la distance δ'_2 de Q à l'autre bord de la raie déviée.

La raie déviée a donc son milieu Q au point d'arrivée du rayon central dévié. Elle est symétrique et sa demi-largeur δ' est :

$$\delta' = \delta + \alpha \left[\frac{x Y}{R - x} + \frac{R y (X - x)}{(R - x)^2} \right].$$

Si les fentes F et F' ont même largeur, on a :

$$\delta = \alpha (Y + a)$$

et l'élargissement relatif est :

$$\frac{\delta' - \delta}{\delta} = \frac{1}{(R - x)(Y + a)} \left[x Y + \frac{R y (X - x)}{R - x} \right].$$

Si les fentes sont inégales, on a :

$$\delta = \alpha(Y + a_1) \quad \text{avec} \quad 0 < a_1 < 2a$$

L'élargissement de la raie étant petit, il n'est pas nécessaire de le calculer avec précision ; on peut donc employer la formule qui correspond à des fentes égales, même s'il y a entre elles une différence de largeur, car la différence entre $Y + a_1$ et $Y + a$ ne peut pas être très importante. Par conséquent, il est inutile de mesurer la largeur des fentes pour calculer l'élargissement relatif.

Calcul numérique. — Appliquons le résultat du calcul aux conditions de l'expérience.

On a vu (page 50) que pour un champ de 10 000 gauss, R est voisin de 33 cm. :

$$\left. \begin{array}{l} y = 11 \text{ cm.} \\ Y = 14 \text{ cm.} \\ R = 33 \text{ cm.} \\ a = 2 \text{ cm.} \end{array} \right\} \begin{array}{l} x = 1,9 \text{ cm.} \\ X = 2,96 \text{ cm.} \\ -\frac{dX}{X} = 1,11 \frac{dV}{V} \\ \frac{\delta' - \delta}{\delta} = \frac{7,6}{100} \end{array} \quad \text{On en déduit}$$

On doit donc prévoir une déviation de 3 cm. environ. Une différence de 1 0/0 sur la vitesse des rayons correspondrait à une différence de 1,1 0/0 sur la déviation, soit 0,33 mm. et la raie déviée doit être élargie de 7 à 8 0/0 par rapport à la raie non déviée, si tous les rayons ont même vitesse. Par exemple, si la raie non déviée a une largeur de 0,40 mm., la raie déviée aura 0,43 mm.

Comparaison avec les résultats obtenus pour une autre répartition du champ magnétique. — Comme les conditions de répartition du champ ont été très schématisées, il est bon de voir si les résultats dépendent beaucoup de cette répartition.

On peut supposer que l'appareil à déviation magnétique est placé dans l'entrefer de telle manière que le champ H commence à la première fente F.

Prenons l'origine de l'axe des ordonnées OZ au milieu de la ligne FF', le champ H agit de l'ordonnée $-a$ à une ordonnée z . L'ordonnée de la plaque est Z. On trouve :

$$X = x + z \frac{(Z - z)}{\sqrt{R^2 - z^2}} \quad \text{avec} \quad x = \sqrt{R^2 - a^2} - \sqrt{R^2 - z^2}$$

$$\frac{dX}{X} = \frac{R^2 - R \frac{x^2}{X}}{R^2 - z^2} \frac{dV}{V}$$

$$\frac{\delta' - \delta}{\delta} = \frac{x}{\sqrt{R^2 - a^2} - x} + \frac{z \sqrt{R^2 - a^2} (X - x)}{Z (\sqrt{R^2 - a^2} - x)^2}$$

Et le calcul numérique donne :

$$\left. \begin{array}{l} z = 9 \text{ cm.} \\ Z = 16 \text{ »} \\ a = 2 \text{ »} \\ R = 33 \text{ »} \end{array} \right\} \begin{array}{l} x = 1,2 \text{ cm.} \\ X = 3,2 \text{ cm} \\ - \frac{dX}{X} = 1,066 \frac{dV}{V} \\ \frac{\delta' - \delta}{\delta} = \frac{7,4}{100} \end{array}$$

Ces résultats sont peu différents des précédents. On peut donc admettre qu'il n'est pas nécessaire de connaître très exactement la répartition du champ pour calculer $\frac{dX}{X}$ en fonction de $\frac{dV}{V}$ et l'élargissement de la raie déviée par rapport à la raie non déviée.

Rayons obliques. — Admettons que le champ magnétique soit constant le long de toute ligne parallèle à la direction des fentes et calculons la différence de déviation entre un rayon oblique et un rayon émis dans un plan perpendiculaire aux fentes.

Considérons un rayon passant par les fentes et faisant, en l'absence de champ magnétique, un angle θ avec le plan perpendiculaire aux fentes. Quand le champ agit, le rayon décrit une trajectoire dont la projection sur ce plan se confond avec la trajectoire d'un rayon de vitesse $V \cos \theta$ émis dans ce plan.

On sait que $-\frac{dX}{X} = 1,1 \frac{dV}{V}$; donc la déviation des rayons obliques diffère dans le rapport $1,1 \cos \theta$ de celle des rayons de même vitesse émis dans le plan perpendiculaire aux fentes.

Si on mesure la raie déviée en son milieu, pour une source linéaire de 6 mm. de longueur par exemple, on a :

$$\cos \theta = 1 - (3/180)^2.$$

La raie déviée serait élargie de 0,3 0/00 de la déviation par l'effet des rayons obliques, différence insignifiante et inférieure à d'autres erreurs expérimentales. Cependant, j'ai dû employer des sources encore plus courtes ainsi qu'on le verra plus loin.

27. Etude de l'appareil et des conditions expérimentales au point de vue physique. — Après avoir fait l'étude géométrique de la déviation, examinons les causes d'erreur qui peuvent provenir des conditions de l'expérience.

La préparation de sources de rayonnement ne présentant pas d'absorption superficielle a été décrite dans le premier chapitre.

Degré de vide. — Pour un vide de 1/10 de mm. de mercure, l'absorption subie par le faisceau dans la traversée de la source à la plaque est équivalente à celle de 2/100 de mm. d'air dans les conditions normales de température et de pression, ce qui correspond à une perte de vitesse de 2/10 000. Un vide de quelques centièmes de mm. de mercure est donc largement suffisant.

Constance du champ magnétique. — Le champ magnétique est obtenu en faisant passer un courant de 10 ampères dans les bobines d'un électro-aimant; malgré le refroidissement à eau l'électro-aimant chauffe notablement, de sorte qu'il a été jugé utile de vérifier que le champ reste toujours le même, à courant constant. A la précision de plus de 1 pour

mille le champ a été trouvé le même au début et à la fin d'une pose de 3 heures pendant laquelle l'équilibre de température s'était établi, le courant ayant été maintenu constant au moyen d'un rhéostat.

La distance des pièces polaires est de 2,80 cm. Le champ est de 10 150 gauss et le champ rémanent (dans lequel on fait la pose de la raie non déviée) est de 50 gauss.

Une variation de 0,5 ampère (sur 10 ampères) modifie le champ de 1,5 0/0 de sa valeur. On peut maintenir le champ constant à moins de 1 0/00 près, sauf quelques écarts plus forts au début des poses quand le courant varie rapidement par suite de l'échauffement des spires.

Longueur des sources de rayonnement. — Au point de vue du calcul géométrique relatif à la déviation des rayons obliques la longueur de la source de rayonnement pourrait atteindre 8 ou 10 mm. sans inconvénient. Pour avoir de l'intensité j'ai fait ainsi mes premières expériences avec une source longue, mais la raie déviée était très fortement élargie par rapport à la raie centrale (de 0,7 0/0 de la déviation environ).

Pensant que cet élargissement n'était pas attribuable à un manque d'homogénéité des vitesses initiales des rayons, j'ai recherché les causes d'erreurs possibles et j'ai constaté que cet effet n'existe plus si on emploie une source très courte (3 mm. de longueur); je l'attribue à la non-uniformité du champ magnétique le long des lignes perpendiculaires aux fentes: nous avons supposé cette uniformité réalisée dans le calcul géométrique relatif aux rayons obliques.

Ce défaut d'uniformité tient probablement à deux causes: d'une part, le couvercle rodé qui ferme la chambre est légèrement magnétique, d'autre part, les lignes de force du champ à l'entrée et à la sortie de l'entrefer doivent être très fortement courbées.

Par l'emploi d'une source courte on évite les inconvénients provenant de cette cause, car tous les rayons qui arrivent,

par exemple, dans la région centrale de la raie déviée ont suivi sensiblement le même chemin dans l'appareil et par conséquent traversé le même champ; la raie déviée n'est pas élargie, mais elle est légèrement incurvée.

Etude des fentes. — Les fentes qui définissent le faisceau de rayons α doivent avoir des bords très rectilignes, d'épaisseur faible par rapport à la largeur de la fente. J'ai employé des biseaux de quartz montés dans des armatures métalliques.

Le parallélisme des fentes était certainement bien réalisé, car on observait de belles bandes de diffraction en regardant une lumière à travers les deux fentes.

Bien que l'angle des biseaux fut très net, j'ai préféré placer l'appareil de manière à ce que le champ intense débute à la deuxième fente seulement. On diminue ainsi l'importance de la perfection des fentes car, si celles-ci étaient complètement hors du champ, le faisceau serait toujours défini de la même manière qu'il soit dévié ou non dévié. Ici le faisceau dévié devait être très peu oblique à la traversée des fentes et par conséquent sa définition aurait été à peu près la même que celle du faisceau non dévié, même avec un biseau moins fin.

Examinons à présent l'effet des rayons qui traversent le bord du biseau.

Soit ϵ la demi-largeur de la fente, $\Delta\epsilon$ la distance du bord du biseau à partir de laquelle l'épaisseur ξ de quartz traversée est suffisante pour que les rayons émergeant n'impressionnent plus la plaque photographique (figure 14).

On voit d'abord qualitativement que les rayons qui passent par le bord du biseau élargissent et renforcent le faisceau non dévié, d'une manière symétrique, comme si les fentes étaient plus larges. Ces rayons ayant perdu de la vitesse à leur passage par le quartz ne produiront pas le même effet sur le faisceau dévié; ils seront éparpillés vers les faibles vitesses. On doit s'attendre à ce que la raie non déviée soit

élargie et renforcée par rapport à la raie déviée en raison de l'existence de ces rayons.

Il est désirable de rendre cet effet aussi petit que possible. Pour cette raison les biseaux ont été taillés à angle presque droit (80° environ). Dans ces conditions la distance Δz est très faible.

Examinons l'ordre de grandeur de l'effet qui subsiste.

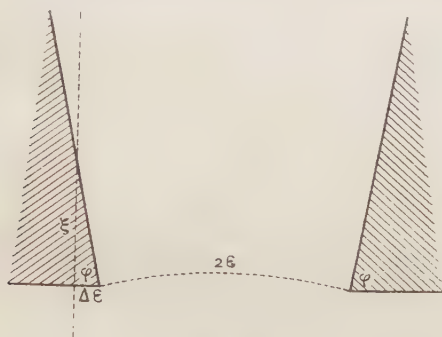


Fig. 14.

Une épaisseur de 0,006 mm. d'aluminium absorbe environ 1 cm. du parcours des rayons α du polonium dans l'air ordinaire. On peut admettre que le pouvoir d'arrêt du quartz est sensiblement le même que celui de l'aluminium.

L'angle φ du biseau étant environ 80° , on a : $\operatorname{tg} \varphi = 5$.

A une distance de 0,004 mm. du bord du biseau, les rayons traversent 0,02 mm. de quartz et subissent une absorption équivalente à plus de 3 cm. d'air; ces rayons seront très affaiblis comme action photographique et notablement dispersés. Prenons cette distance comme limite Δz .

Si l'on ne tient pas compte de la diminution de l'efficacité photographique et de la dispersion des rayons ayant traversé une épaisseur de quartz inférieure à $\xi = 0,02$ mm., l'élargissement du faisceau non dévié doit se calculer comme si chaque fente était élargie de $\frac{\Delta z}{2}$ de chaque côté (l'élargis-

sement n'est pas $\Delta\epsilon$ de chaque côté parce que les rayons extrêmes ne peuvent pas traverser successivement le biseau de la première fente et le biseau opposé de la deuxième fente); la largeur de la raie non déviée serait augmentée de 0,024 mm. environ.

Ce nombre ne peut être considéré que comme un ordre de grandeur et probablement une limite supérieure de l'effet étudié, étant donné les hypothèses très simplifiées qui ont servi pour le calcul.

La raie déviée ne reçoit qu'une proportion insignifiante des rayons qui ont traversé le quartz; en effet, les rayons qui passent à 0,001 mm. seulement du bord du biseau ont perdu plus de 5 0/0 de leur vitesse et sont déviés à 2 mm. environ de la raie principale; celle-ci doit présenter sensiblement la même largeur et le même aspect que si les biseaux n'étaient pas traversés par les rayons.

Le renforcement de la raie déviée par rapport à la raie non déviée dépend d'une manière difficile à estimer du rapport de $\Delta\epsilon$ à ϵ . Il est plus important pour un faisceau étroit que pour un faisceau large.

28. Marche d'une expérience et aspect des plaques. — La source et la plaque sont installées dans la chambre. On ferme la chambre et on y fait un vide partiel pour que le couvercle adhère bien. L'appareil est placé dans l'électro-aimant et relié à la pompe par un tube de verre soudé. On fait le vide.

On fait successivement une pose sans champ et une pose avec champ magnétique; celle-ci est un peu plus longue que l'autre, car il est désirable pour comparer la largeur des raies qu'elles soient de même intensité. Or la raie déviée est plus faible à pose égale, à cause de sa largeur un peu supérieure (différence géométrique prévue : 7 0/0) et sans doute à cause de l'effet de renforcement produit sur la raie non déviée par les rayons qui ont traversé le bord des biseaux.

Les plaques « Intensives » se voilent peu et ont donné de bons résultats dans ces expériences.

Les poses étaient de 3 heures à 5 heures pour chaque raie. Il est assez difficile de faire plus, car la pose avec champ exige une surveillance continuelle.

La raie déviée et la raie non déviée présentent un aspect tout à fait semblable comme largeur et comme distribution d'intensité (planche V).

Sur plusieurs plaques, j'ai fait en inversant le champ une pose 5 ou 6 fois plus courte que la pose de la raie déviée, afin d'avoir une base pour apprécier l'intensité minimum visible sur la plaque.



Fig. 15.

29. Largeur apparente des raies. — Dans ce qui suivra nous pouvons considérer l'intensité d'impression comme proportionnelle au nombre de rayons reçus par la plaque, car il ne sera pas fait usage d'autre définition de l'intensité, le noircissement optique par exemple, qui pourrait ne pas satisfaire à cette loi.

Etant donné les dimensions de l'appareil la courbe d'intensité de la raie non déviée à la forme indiquée dans la figure 15.

On voit en effet, si l'on suppose une répartition uniforme

du rayonnement qui passe par la première fente, que l'intensité décroît linéairement d'un palier I jusqu'à 0, entre le milieu et la limite géométrique de la raie. Le palier d'intensité maximum a une largeur 2ε égale à la largeur des fentes F et F'. La largeur de la raie est 2δ . On a :

$$\delta = \frac{Y + a}{a} \varepsilon = 8\varepsilon.$$

Si la vitesse des rayons est supposée rigoureusement homogène, la raie déviée aura très sensiblement la même distribution d'intensité; elle sera seulement un peu plus large, de 7 o/o environ.

En réalité on ne peut pas mesurer sur la plaque la largeur géométrique 2δ , parce que l'impression n'est pas visible à partir de l'intensité 0, mais à partir d'une intensité finie i qui dépend du voile de la plaque et de divers facteurs assez mal définis; on mesure une largeur $2\delta_1 < 2\delta$.

Pour cette raison il est important de comparer autant que possible des raies d'intensité maximum à peu près égale et faites sur la même plaque, afin de réaliser des conditions de voile et de développement semblables. De cette manière on peut espérer que l'erreur sera la même sur la mesure de chacune des raies.

Pour voir comment un manque d'homogénéité des vitesses influe sur la forme de la courbe d'intensité et sur la largeur apparente des raies nous examinerons successivement deux cas : 1^o vitesses des rayons réparties suivant une loi de probabilité de coefficient v autour de la vitesse V ; 2^o vitesses réparties uniformément entre deux vitesses $V - v_1$ et $V + v_1$. Le second cas serait pratiquement réalisé si le groupe de rayons α se subdivisait en plusieurs groupes d'importance à peu près équivalente et de vitesse très voisine, toutefois la première supposition est la plus vraisemblable au point de vue physique.

Soit X la distance du milieu de la raie déviée au milieu de

la raie non déviée pour des rayons de vitesse V , les distances $X + c$ et $X - c$ correspondent aux vitesses $V - v$ et $V + v$. On suppose v petit par rapport à V , donc c est petit par rapport à X .

Appelons z la distance comptée à partir du milieu de la raie déviée. Pour des rayons de vitesse homogène V la variation de l'intensité $\mathcal{J}$ de la raie déviée en fonction de z est représentée par la ligne A (composée de deux droites de coefficient angulaire ω et d'un palier d'intensité maximum I) de la figure 17. Déterminons la forme de la ligne B qui

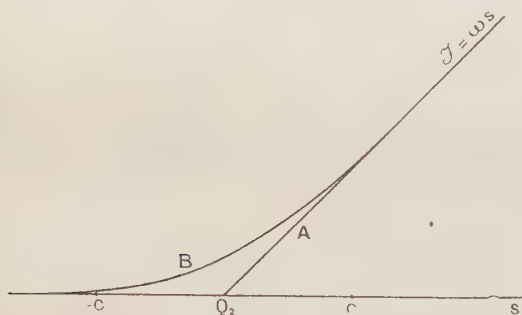


Fig. 16.

représente la loi de variation de l'intensité $\mathcal{J}$ en fonction de z quand les vitesses ne sont pas homogènes; le nombre de rayons étant supposé le même, comme il est représenté par la surface comprise entre la courbe et l'axe, les surfaces comprises sous les lignes A et B seront égales.

Répartition suivant une loi de probabilité. — Examinons la variation de l'intensité au bord de la raie déviée en admettant que le coefficient de probabilité est faible par rapport à la valeur de δ' ; soit Q_2 le bord géométrique de la raie déviée que nous prendrons provisoirement comme origine et s les distances comptées à partir de Q_2 (fig. 16).

Les rayons qui seraient déviés entre les abscisses s_1 et $s_1 + ds_1$ si leur vitesse était V sont au nombre de $\omega s_1 ds_1$.

Ces rayons sont répartis suivant une loi de probabilité ; entre s et $s + ds$ il y en a :

$$\frac{\omega s_1 ds_1}{c\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(s-s_1)^2}{c^2}} dx$$

L'intensité $\mathcal{J}$ à une abscisse x est :

$$\mathcal{J} = \int_{s_1=0}^{s_1=\infty} \frac{\omega}{c\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(s-s_1)^2}{c^2}} s_1 ds_1$$

Posons :

$$s - s_1 = \tau$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J} &= \frac{\omega}{c\sqrt{\pi}} \int_{\tau=s}^{\tau=-\infty} e^{-\frac{\tau^2}{c^2}} \tau d\tau = \frac{\omega s}{c\sqrt{\pi}} \int_{\tau=s}^{\tau=-\infty} e^{-\frac{\tau^2}{c^2}} d\tau \\ &= \frac{\omega c}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{s^2}{c^2}} + \frac{\omega s}{c\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^s e^{-\frac{\tau^2}{c^2}} d\tau. \end{aligned}$$

Pourvu que $2c < \delta' - \varepsilon$, la ligne B a la forme tracée sur la figure 17 : l'intensité au bord des raies est représentée par la courbe que nous venons de calculer ; la ligne B se confond avec la portion rectiligne de A entre $x = \varepsilon + c$ et $x = \delta' - c$ environ. La région du maximum est tracée approximativement en se servant de l'égalité des surfaces (les surfaces hachurées sont égales).

Répartition uniforme des vitesses. — Les vitesses sont réparties uniformément entre $V - v$ et $V + v$, les déviations correspondantes entre $X + c$ et $X - c$. Une intégration analogue à la précédente, mais beaucoup plus simple donne la forme de la ligne B, si l'on suppose, comme dans le cas précédent que $2c < \delta' - \varepsilon$.

La ligne B part de O pour $x = \delta' + c_1$, monte suivant une parabole jusqu'à l'abscisse $x = \delta' - c_1$ et se confond alors

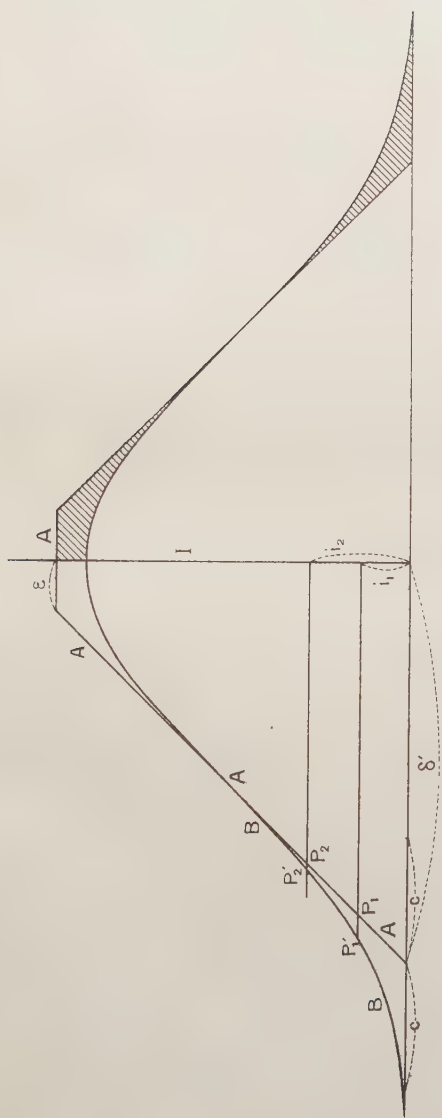


Fig. 17.

avec la droite de la ligne A jusqu'à l'abscisse $x = \varepsilon + c_1$. La région du maximum, comme dans le cas précédent peut être tracée approximativement en utilisant l'égalité des surfaces.

La ligne B se confond presque exactement avec celle qui est relative à la répartition précédente si on fait $c_1 = 1,1c$.

Mesure de la largeur d'une raie. — On peut discuter de la même manière l'élargissement d'une raie dans les deux cas considérés. Géométriquement la raie n'a pas de limites finie dans le premier cas, alors qu'elle en a dans le second cas; en pratique les courbes d'intensité B sont absolument pareilles pour des vitesses réparties suivant une loi de probabilité de coefficient v autour d'une vitesse V , ou pour une répartition uniforme entre les vitesses $V - 1,1v$ et $V + 1,1v$; on ne pourrait les distinguer sur la figure.

On voit que l'élargissement apparent de la raie déviée dépend essentiellement de l'intensité minimum appréciée au bord de la raie. Par exemple sur la figure 15 si l'intensité limite est i_1 (un septième de I environ) l'élargissement est $2 \times P_1P'_1$ ($P_1P'_1 = 0,2c$); si l'intensité limite est i_2 (deux septièmes de I), l'élargissement est presque nul ($P_2P'_2 = 0,04c$).

Si la condition $2c < \delta' - \varepsilon$ n'est pas remplie, la ligne B ne présente pas de portion rectiligne et sa forme est plus difficile à construire. Mais on voit facilement que dans tous les cas l'élargissement apparent de la raie déviée varie de 0 à l'infini (répartition selon la loi de probabilité) ou de 0 à $2c_1$ (répartition uniforme), selon la valeur de $\frac{i}{I}$.

Par conséquent on ne peut attacher aucun sens numérique précis à un résultat expérimental sur la largeur des raies donné sans aucune indication de sensibilité. Dans l'expérience de Geiger, par exemple, l'auteur a vérifié l'égalité de largeur de la bande de scintillations non déviée et déviée avec une précision égale à 0.5 0/0 de la déviation; si le nombre de scintillations dans la bande était élevé, cette mesure

pouvait représenter une assez bonne précision sur l'homogénéité des vitesses, mais certainement pas 0,5 o/o.

30. Examen des clichés. — Des plaques ont été prises avec deux largeurs de fentes. l'une voisine de 0,03 mm., l'autre de 0,05 mm., ce qui correspondait à 0,24 mm. et 0,40 mm. pour la largeur des raies. La déviation est de 36 mm. environ.

A poses égales la raie déviée est moins intense que la raie non déviée, surtout dans le cas de la fente fine où la différence est très grande ; je pense que ceci s'explique suffisamment par l'effet des rayons qui ont traversé le bord des fentes. Cependant un manque d'homogénéité des vitesses initiales aurait aussi pour effet de diminuer l'intensité maximum ; j'ai fait des poses plus longues pour la raie déviée, et je n'ai constaté aucune différence d'aspect avec la raie non déviée.

Examen pour la recherche d'un sous-groupe. — L'une des raisons qui ont motivé l'étude de la déviation magnétique des rayons α du polonium était de rechercher si les rayons courts qui ne rentrent pas dans la loi de probabilité ne constituent pas un groupe de vitesse initiale différente. Ce groupe, s'il existait devrait comprendre à peu près le huitième des rayons et sa vitesse initiale serait de 1 o/o plus faible que la vitesse du groupe principal ; on devrait voir du côté des fortes déviations une raie faible tout près de la raie principale (la distance du milieu des raies serait 0,4 mm.).

On ne constate aucune apparence de ce genre et les essais de sensibilité conduisent à la conclusion qu'une raie de l'intensité prévue aurait été décelée sur plusieurs plaques.

Par exemple, sur l'une des plaques, la raie déviée (de 0,40 mm. de large) est posée 5 heures ; une pose de $3/4$ d'heure faite en inversant le champ donne une raie faible, mais très facilement visible.

On doit donc conclure qu'il n'existe pas de sous-groupe

d'intensité suffisante pour expliquer l'excès de rayons courts.

Examen pour l'homogénéité des vitesses. — Les poses courtes nous donnent une base pour l'estimation du degré d'homogénéité des vitesses en indiquant la fraction de l'intensité maximum qui est visible au microscope, quand on mesure la largeur des raies.

Dans un des clichés les plus favorables (planche V) on peut estimer la limite de l'intensité observable à $1/8$ ou $1/10$ de l'intensité maximum. La largeur de la raie non déviée est en moyenne 0,39 mm. et celle de la raie déviée 0,40 mm., les écarts individuels des mesures étant de 0,03 mm. environ. L'élargissement géométrique de la raie déviée devrait être de 0,03 mm., mais il doit être compensé par l'élargissement du même ordre de grandeur que subit la raie non déviée à cause des rayons qui traversent le biseau (voir p. 60).

On peut estimer qu'un élargissement de 0,03 mm., soit 0,8 o/o de la déviation, se verrait certainement. L'examen des courbes d'intensité B tracées pour diverses valeurs de c montre que ceci correspond à $c < 0,05$ mm.

On tire des conclusions analogues de l'examen de deux autres clichés faits également avec des fentes de 0,05 mm. et d'un cliché pour lequel les fentes étaient de 0,03 mm. Un cliché fait avec le dépôt actif du thorium comme source de rayonnement ne montre pas non plus d'élargissement de la raie déviée, mais les raies sont très faibles et cette expérience n'a qu'une valeur qualitative.

En résumé il n'y a aucune indication de non-homogénéité des vitesses initiales des rayons α du polonium. Si l'on admet une répartition uniforme des vitesses des rayons entre deux limites, l'écart extrême n'atteint pas 0,3 o/o. Si l'on admet une répartition de vitesse suivant une loi de probabilité de coefficient $\nu = \gamma V$ autour de V , on trouve $\gamma < 0,15$ o/o, c'est-à-dire que les $3/4$ des rayons ont des vitesses qui diffèrent de moins de 0,3 o/o.

Cliché de déviation magnétique.



Raie déviée et raie non déviée (agrandies trois fois). Les photographies ont été placées de manière à montrer les raies dans le prolongement l'une de l'autre : on voit que leur aspect et leur largeur sont identiques. Sur le cliché les raies ont une largeur de 0,40 mm.

On voit donc qu'une précision égale à 0,8 0/00 de la déviation sur l'égalité de largeur des raies (précision 5 fois supérieure à celle de Geiger) ne permet d'affirmer l'homogénéité des vitesses qu'à 3 0/00 près.

Cette précision est néanmoins suffisante pour qu'il soit prouvé que l'oscillation de parcours n'est pas notablement influencée par un manque d'homogénéité des vitesses initiales. Pour $\gamma < 0,15$ 0/0 on aurait dans l'air à 15° et 760 mm. de pression, une oscillation de parcours suivant une loi de probabilité de coefficient inférieur à 0,15 mm., ce qui est peu important vis-à-vis du coefficient expérimental.

31. Intensité des sources employées. — L'une des plus fortes sources de rayonnement, de surface $3/4$ de mm. sur 3 mm. correspondait à un courant de saturation de 1700 E. S. En supposant la répartition du polonium à peu près homogène, la partie efficace de la source, quand les fentes avaient 0,05 mm. de large correspondait à 100 E. S. et devait émettre environ 10^6 rayons par seconde dans l'angle solide 2π .

La distance des fentes étant de 4 cm., environ $0,5 \times 10^{-5}$ des rayons émis dans l'angle 2π arrivent sur la raie, limitée à 5 mm. de longueur, par exemple. La raie (longueur 5 mm., largeur 0,40 mm.) reçoit 5 rayons par seconde.

L'absorption de la couche de polonium supposée uniforme sur ses propres rayons α serait de l'ordre de 0,4 millièmes de la vitesse initiale, pour les rayons les plus absorbés, soit 0,2 millièmes en moyenne. On voit donc que l'on ne pourrait pas employer une densité d'activité beaucoup plus forte sans risquer d'avoir une absorption non négligeable à la surface de la source.

Le petit nombre de rayons reçu par seconde sur la plaque montre que la méthode de scintillations aurait présenté des difficultés dues au manque d'intensité tout comme la méthode photographique.

32. Conditions à réaliser pour augmenter la précision. — Il serait très désirable d'obtenir une précision plus grande sur l'homogénéité des vitesses initiales des rayons α .

On pourrait probablement atteindre la précision de 1.5 ou 2 o/oo (au lieu de 3 o/oo, obtenu dans ce travail) en recommandant l'expérience avec une source de densité d'activité 2 ou 3 fois plus forte, qu'il est certainement possible, quoique difficile, d'obtenir (des sources ponctuelles destinées à la distribution de longueur portaient une densité de cet ordre). Mais il doit être extrêmement difficile d'atteindre la précision de 1 o/oo.

On se trouve, en effet, limité à la fois par tous les éléments du problème :

1° La constance du champ magnétique, réalisée ici à 1 o/oo près ;

2° L'incertitude sur la largeur de la raie non déviée à cause des rayons qui traversent le biseau ; cette incertitude était de l'ordre de 0,5 o/oo de la déviation ;

3° L'influence des rayons obliques, à cause de la non-uniformité du champ le long d'une ligne parallèle à la direction des fentes ; l'importance de cet effet n'est pas connue, mais il n'est probablement pas très inférieur au millième ;

4° La densité d'activité réalisable en couche infiniment mince.

On ne peut donc espérer vérifier l'homogénéité des vitesses des rayons α avec la précision de 1 o/oo qu'en apportant des modifications profondes dans l'appareillage et le mode opératoire.

CHAPITRE IV

Etude de la courbe d'ionisation.

On a vu dans l'historique que la forme de la courbe de Bragg avait besoin d'être précisée, les résultats obtenus avec divers appareils étant notablement différents.

J'ai fait construire un appareil à pression fixe dans lequel j'ai évité de faire passer les rayons à travers une toile métallique ou un écran qui sont susceptibles d'altérer légèrement la forme de la courbe.

33. Description de l'appareil ⁽¹⁾. — La chambre d'ionisation est constituée par deux plateaux parallèles P_1 et P_2 . Le plateau P_2 (dimensions 8 cm. $\times$ 8,5 cm.) est porté à la tension, le plateau P_1 , relié au sol, est divisé en deux parties P'_1 , P''_1 séparées par une électrode étroite isolée, reliée à l'électromètre (figure 18).

Les lignes de force du champ électrique sont sensiblement perpendiculaires aux plateaux P_1 , P_2 , dans la région centrale ; les ions reçus par l'électrode E sont ceux qui se forment dans une tranche de gaz ayant pour épaisseur la largeur de l'électrode, 4 mm. Les rainures qui séparent la bandelette isolée des deux portions du plateau de garde P'_1 , P''_1 ont 0,5 mm. de largeur ; elles ne doivent pas déformer sensiblement le champ.

⁽¹⁾ Cet appareil, d'une exécution délicate, a été construit à l'Institut du Radium par M. Ragot qui en a mis au point, conformément à mon plan, le projet technique.

Chambre d'ionisation

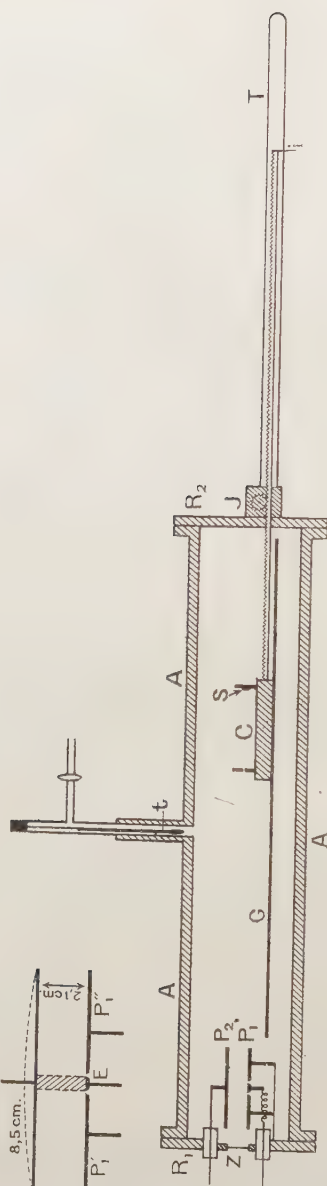
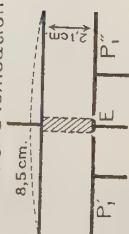


Fig. 18.

La source S est fixée sur un chariot avec un canaliseur C (qui sera décrit plus loin) et l'ensemble peut glisser sur un rail horizontal G, le système étant soigneusement réglé de telle manière que le faisceau de rayons α canalisés arrive bien au milieu, entre les plateaux P_1 et P_2 ; le mouvement est commandé de l'extérieur de l'appareil par un bouton molleté qui agit sur une crémaillère. La chambre d'ionisation, le rail et le chariot sont enfermés dans un cylindre métallique A (relié au sol), prolongé par un tube de verre T muni d'une graduation en millimètres; sur cette graduation, un index i , porté par la crémaillère, indique la distance de la source au milieu de l'électrode E. L'appareil est étanche et communique avec un manomètre; un thermomètre t gradué en cinquièmes de degré mesure la température.

Le cylindre A est fermé aux deux bouts par des pièces à rodage plat: la première R_1 , porte les plateaux P_1 , P_2 et l'électrode E, ainsi qu'un écran au sulfure de zinc Z fixé dans une ouverture circulaire, le sulfure de zinc à l'intérieur; la deuxième R_2 porte le tube T et le bouton qui commande la crémaillère avec le joint à mercure J qui assure l'étanchéité.

Une boîte métallique, non représentée sur la figure, protège le dessous de l'électrode E contre l'arrivée d'ions formés ailleurs que dans l'intervalle des plateaux.

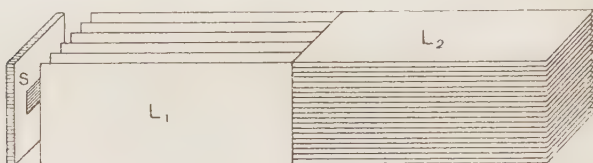
Les mesures de courant sont faites par la méthode du quartz piézo-électrique.

Canalisation des rayons α . — Le faisceau doit être fortement canalisé dans le sens vertical à cause de la faible distance des plateaux P_1 et P_2 (2,1 cm.). Comme il importe de réduire le moins possible l'intensité, il est désirable de ne pas trop limiter le faisceau dans le plan horizontal.

J'ai employé successivement deux modes de canalisation des rayons.

J'avais fait construire tout d'abord un canaliseur d'un nouveau modèle, qui est représenté en perspective sur la

figure 19. Les rayons émis par la source S (source rectangulaire de 4 mm. sur 15 mm. environ) traversent un système L_1 de lamelles planes, verticales, distantes les unes des autres de 1,5 mm., longues de 5 cm. ; ils traversent ensuite un système L_2 de lamelles horizontales, distantes de 0,5 mm., longues de 5 cm. A la sortie de L_1 le faisceau est canalisé dans le sens horizontal, à la sortie de L_2 il est canalisé aussi dans le sens vertical. Les lamelles sont en aluminium de 0.08 mm. d'épaisseur et leur écartement est déterminé par l'épaisseur des cales qui les séparent.



Canaliseur à lamelles

Fig. 19.

Ce dispositif semblait présenter de grands avantages à divers points de vue ; en particulier, il permet de réaliser à volonté un degré de canalisation différent dans deux directions perpendiculaires. Toutefois, ainsi qu'on le verra plus loin, il m'a servi surtout à démontrer qu'il existe un vice fondamental dans l'emploi des canaliseurs qui servent, en général, pour la construction des courbes de Bragg.

Plus tard j'ai utilisé le dispositif suivant (figure 20). Le chariot mobile porte une source S rectangulaire et de petites dimensions, 1 mm. sur 5 mm. ; les rayons sont canalisés par un diaphragme rectangulaire F de 1 mm. sur 5 mm. également et parallèle à la source S, percé dans un écran E. La source S et l'écran E sont fixés sur le chariot mobile, ainsi que des écrans, E_1 , E_2 , qui portent des ouvertures plus grandes et qui sont destinés à arrêter les rayons très obliques. L'inconvénient de ce système est d'exiger une source de grande

densité d'activité ; avec le premier canaliseur la surface active était beaucoup plus grande et beaucoup plus facile à préparer.

Avec l'un ou l'autre de ces deux dispositifs le faisceau est suffisamment canalisé pour qu'il n'y ait pas lieu de tenir compte de l'obliquité des rayons quand on construit la courbe de Bragg.

La hauteur du faisceau est très inférieure à l'espace disponible entre les plateaux P_1 et P_2 . A 40 cm. de la source



Canaliseur à diaphragme.

Fig. 20.

par exemple, avec le second canaliseur, la section du faisceau géométrique a 3,5 cm de largeur et 7 mm. de hauteur ; en réalité le faisceau de rayons α est plus étalé que le faisceau géométrique à cause de la courbure des trajectoires, particulièrement vers la fin du parcours, mais il y a quand même de la marge, la largeur des plateaux étant de 8 cm et leur distance de 21 mm.

Pour vérifier le réglage de l'appareil, on fait le vide et on observe à la loupe la bande de scintillations sur l'écran au sulfure de zinc Z . On déplace le chariot mobile et on s'assure que la bande de scintillations reste toujours au milieu de l'écran.

34. Résultats expérimentaux. — J'ai construit plusieurs courbes de Bragg pour des pressions correspondant à des parcours de 20 à 40 cm. On fait une correction dont le prin-

cipe est bien connu ⁽¹⁾ pour avoir la forme de la courbe relative à une chambre d'ionisation d'épaisseur nulle (la chambre d'ionisation a 4 mm. d'épaisseur et les corrections sont très faibles); on ramène les distances aux distances équivalentes à 15° et 760 mm. de pression, en multipliant par un facteur

$$K = \frac{p}{760} \times \frac{288}{273 + t}$$

et le courant qui correspond au maximum est pris comme unité pour l'axe des ordonnées.

Avec le canaliseur à lamelles j'ai pu employer une source dont l'activité correspondait à un courant de saturation de 9 000 U. E. S.; la source qui a servi avec le canaliseur à diaphragme était beaucoup plus faible (probablement de l'ordre de 2 000 U. E. S.); le courant maximum pour un parcours de 38 cm. était environ 0,003 U. E. S. ce qui est un peu insuffisant.

Avec le canaliseur à lamelles j'ai obtenu pour diverses pressions une série de courbes dont les résultats sont très réguliers et absolument concordants pour la portion finale du parcours (maximum et descente rapide); les conditions de saturation étaient aussi très satisfaisantes.

Au contraire, pour le reste de la courbe les mesures étaient tout à fait anormales; si l'on rapprochait la source de la chambre à partir de la distance correspondant au maximum d'ionisation, on obtenait d'abord une décroissance manifestement trop lente, puis le courant cessait de décroître et même augmentait à nouveau. De plus les mesures étaient extrêmement irrégulières.

Après avoir cherché la cause de ce phénomène de divers côtés et ajouté de nombreuses protections pour empêcher les ions ne provenant pas du faisceau canalisé d'atteindre l'électrode isolée, j'ai supposé que l'anomalie devait provenir de

(1) MOULIN, *Thèse de doctorat*. Paris, (1910).

la présence des rayons α raccourcis ayant subi une réflexion sur les lamelles d'aluminium du canaliseur ; j'ai employé alors le dispositif à diaphragme pour la limitation du faisceau.

La série des courbes obtenues dans ces conditions coïncide bien avec les précédentes pour ce qui est de la portion finale du parcours, mais cette fois la montée de l'ionisation entre la source et le maximum a une allure normale et les mesures sont régulières.

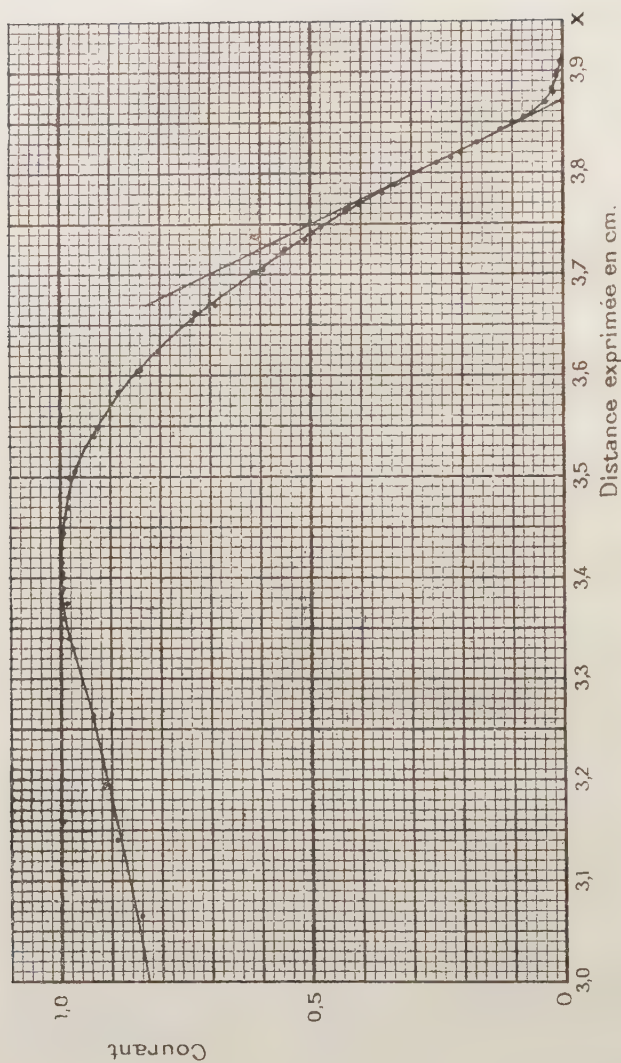
La forme de la courbe diffère un peu de celle qui est généralement admise (figures 21 et 22) : la descente rapide à la fin du parcours n'est pas rectiligne et présente seulement un point d'inflexion avant la queue d'ionisation. Nous appellerons parcours extrapolé la valeur de x pour laquelle l'axe des abscisses est coupée par la tangente d'inflexion : ce parcours est de 3,87 cm. valeur inférieure au nombre donné par Geiger ⁽¹⁾, 3,925 cm., ou par Consigny ⁽²⁾ 3,92 cm.

Il ne semble pas que l'on puisse craindre des erreurs dues au manque de saturation ou à la diffusion des ions le long du faisceau, car on n'a constaté aucun changement du courant pour des potentiels de 800 volts à 1300 volts appliqués au plateau P₂. D'ailleurs une déformation de la courbe due à une cause de ce genre ne se conserverait pas identique pour des pressions variant du simple au double.

Pour les courbes faites dans des conditions différentes de température et de pression, la valeur du parcours extrapolé ρ , devrait être proportionnelle à $\frac{1}{K}$ et le courant I qui correspond au maximum, proportionnel à K . La première condition est rigoureusement remplie (à 2 0/00 près) la deuxième ne l'est pas parfaitement. Voici les nombres relatifs à deux séries de trois courbes, chaque série étant faite avec une même source ; I est le courant maximum (unités arbitraires)

(1) GEIGER, *Zeitsch. f. Phys.*, vol. 8, (1922), p. 45.

(2) CONSIGNY, *Diplôme d'Etudes Supérieures*, Paris, 1923.



Courbes de Bragg pour les rayons du polonium dans l'air à 15° et 760 mm de pression

Fig. 21.

corrigé d'un facteur convenable pour tenir compte de la décroissance du polonium, les courbes n'étant pas faites le même jour.

CANALISEUR A LAMELLES

K	p_{cm}	I	Kp_{cm}	I/K
0,1029	37,6	1,37	3,870	13,32
0,1334	29,0	1,77	3,870	13,26
0,1968	19,65	2,47	3,868	12,55

CANALISEUR A DIAPHRAGME

K	p_{cm}	I	Kp_{cm}	I/K
0,1012	38,2	0,484	3,866	4,78
0,1332	(a)	0,627	(a)	4,71
0,2032	19,07	1,003	3,876	4,93
(a) courbe non terminée.				

Pour tenter d'expliquer les différences de quelques pour cent entre les rapports $\frac{I}{K}$ relatifs à une même source, remarquons que l'on a considéré les conditions de canalisation comme absolument équivalentes quel que soit le parcours des rayons : ceci serait exact si les trajectoires étaient tout à fait rectilignes jusqu'à la sortie du canaliseur, mais on sait qu'elles présentent en réalité de légères courbures.

Dans le cas du canaliseur à lamelles on prévoit que le nombre de rayons qui sortent est sans doute un peu moindre pour des trajectoires courtes que pour des trajectoires longues dont la courbure est plus faible, résultat conforme au sens de l'écart du rapport $\frac{I}{K}$

Dans le second cas, le nombre de rayons qui traversent le diaphragme est toujours le même, mais la forme du faisceau est différente : le faisceau doit être un peu plus étalé au bout, pour un même degré de canalisation, si la canalisation est faite tout à fait au début du parcours ; la forme de la courbe de Bragg doit être légèrement différente pour une même position du diaphragme selon que les trajectoires sont plus ou moins longues. Il est difficile de prévoir l'ordre de grandeur, et même le sens de cette déformation mais il paraît probable que le rapport $\frac{1}{K}$ sera un peu plus fort pour les trajectoires courtes. Si l'on admet que le rapport $\frac{1}{K}$ est sensiblement influencé par un effet de ce genre, on ne doit pas s'étonner cependant que les courbes de Bragg tracées pour diverses pressions soient superposables, car le maximum étant pris comme unité, les différences se manifesteraient surtout dans la montée de l'ionisation ; or on ne peut pas tracer cette partie de la courbe pour des trajectoires courtes, à cause de la longueur du canaliseur et des plateaux de garde.

L'intérêt principal de cette discussion est de faire ressortir que la définition de la courbe de Bragg doit être précisée, car, en raison des faibles courbures des trajectoires, on peut s'attendre à de légères différences de forme entre les courbes faites avec des canalisations qui portent sur le début seulement, ou sur une grande partie du parcours. Nous pouvons décider d'appeler *courbe de Bragg normale*, celle qui correspond à la variation de l'ionisation le long d'un faisceau de rayons α canalisés au début de leur parcours : cette définition est la seule qui soit simple et équivalente pour tous les groupes de rayons α .

La courbe donnée dans ce travail (figure 22) correspond assez bien à cette définition, car la montée de l'ionisation est tracée pour des rayons de 30 ou de 38 cm., canalisés sur les 10 premiers centimètres du parcours, c'est-à-dire sur le premier tiers ou le premier quart de la trajectoire.

35. Comparaison avec les courbes de Bragg obtenues par divers auteurs. — Un grand nombre d'auteurs ont employé des appareils copiés sur celui de Bragg et comportant un canaliseur à tubes. On vient de voir que l'on ne peut avoir confiance dans les résultats obtenus avec ce genre de canalisation tout au moins en ce qui concerne la montée de la courbe.

Consigny, qui travaille à l'Institut du Radium avec un appareil de ce type, a fait une expérience aussi concluante que la mienne. Il a remplacé la source ordinaire et le canaliseur formé de tubes de laiton de 7 cm. de long et de 3 mm. de diamètre intérieur par un diaphragme et une source de 3 mm. de diamètre chacun, situés à 7 cm. l'un de l'autre. La forme de la courbe de Bragg est sensiblement la même qu'avec l'ancien canaliseur dans les deux derniers centimètres du parcours, mais le début de la montée est très au-dessous de l'ancienne courbe.

Cet effet explique probablement une grande partie des divergences que j'ai signalées dans l'historique entre les résultats obtenus avec des appareils différents ; son importance doit augmenter beaucoup avec le degré de canalisation et on a vu que dans mon expérience le défaut s'était exagéré au point de ne pouvoir passer inaperçu.

Si l'on en excepte la nouvelle courbe de Consigny et la mienne, les seules courbes faites sans canaliseur à tube sont celles où l'on opère par variation de pression au lieu de changer la distance de la source.

La courbe tracée par Consigny pour les rayons α du polonium avec un canaliseur à diaphragme associé à un appareil Bragg ordinaire concorde bien avec la mienne, sauf pour la queue d'ionisation qui est trop importante ; ceci s'explique probablement par la largeur trop grande de la chambre antérieure qui ne doit pas faire parfaitement trappe à ions : Il en résulte une dissimulation de la courbure dans la descente finale et une augmentation du parcours extrapolé.

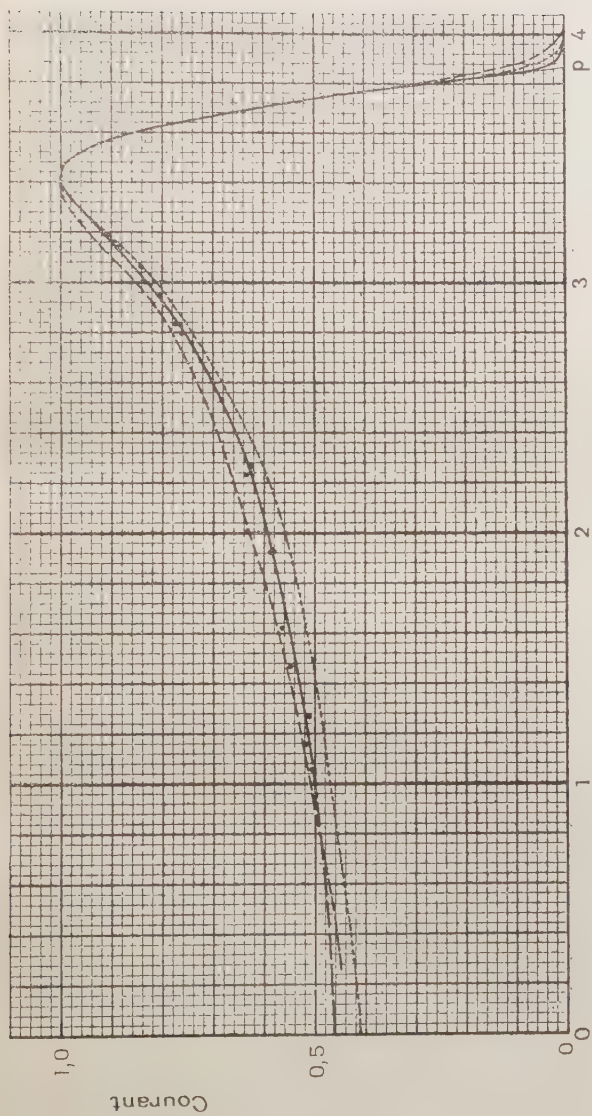
Les courbes présentent de petites irrégularités, de légères dentelures que l'on attribue à de petites fluctuations du nombre de rayons qui traversent la toile métallique quand on change la distance de la source et par conséquent le nombre de mailles utilisées. C'est en partie pour cette raison que j'ai fait construire un appareil sans toile métallique.

Les courbes de Lawson (voir page 6) sont en désaccord les unes avec les autres ; la courbe tracée avec variation de pression dans tout l'appareil ne concorde pas (les transformations d'ordonnées une fois faites) avec la courbe tracée avec variation de pression dans la chambre antérieure seulement ; elles sont aussi en désaccord avec toutes les autres courbes, ce qui tient peut être à ce que les conditions sont aussi différentes que possibles de celles que nous considérons comme *normales*, puisque le diaphragme est placé tout près de la chambre d'ionisation.

Les courbes de Henderson semblent être de beaucoup les meilleures qui aient été faites au point de vue de l'étude de la forme exacte. Henderson a tracé avec un appareil à variation de pression (voir page 6) les courbes d'ionisation relatives aux rayons α du radium C et du thorium C ; on peut les comparer avec celle que j'obtiens pour les rayons du polonium en les rapportant aux mêmes conditions de température et de pression (15° et 760 mm. de mercure) et en décalant convenablement l'échelle des abscisses afin de faire coïncider la descente finale (figure 22).

Les différences qui existent entre les trois courbes à la fin du parcours s'expliquent facilement. D'après la théorie, l'oscillation des parcours est d'autant plus grande que la vitesse initiale des rayons est plus grande, dans le même gaz et les mêmes conditions de température et de pression.

On verra dans le chapitre suivant que la variation de l'ionisation le long d'un rayon α est très peu différente de la courbe de Bragg tracée pour les rayons du polonium, privée de la queue d'ionisation. Pour un groupe de rayons



Distance à la source exprimée en cm.

— Courbe de Bragg pour les rayons du polonium dans l'air à 15° et 760 mm. de pression
 - - - Portion extrapolée.
 - · - Rayons du thorium C, d'après Henderson (abscisses décalées)
 · · · " " radium C, " " " "

Fig. 22.

ayant une distribution de longueur plus étalée, la courbe de Bragg devra avoir une queue d'ionisation plus importante et la courbure de la descente rapide sera moins accentuée; ceci suffit complètement pour expliquer l'apparence rectiligne de la descente dans les courbes du radium C et du thorium C, apparence qui s'accorde avec la même loi d'ionisation le long d'un rayon α que la descente incurvée donnée par les rayons du polonium.

L'accord est beaucoup moins satisfaisant pour la région comprise entre la source et le maximum d'ionisation. Premièrement, on doit remarquer que les courbes de Henderson pour le radium C et le thorium C sont en désaccord; pour justifier leur écart, il faudrait supposer une différence dans l'oscillation de parcours bien supérieure aux prévisions théoriques et incompatible avec les queues d'ionisation observées. En tenant compte des oscillations de parcours, la courbe du thorium C est en accord approximatif avec ma courbe pour le polonium.

Il existe donc certainement un défaut dans l'appareil de Henderson et il y a lieu de se demander si les appareils à variation de pression réalisent de bonnes conditions théoriques. On peut faire deux objections à cette méthode :

Premièrement, on est obligé d'admettre la conservation de la forme de la courbe de Bragg jusqu'à des densités de gaz très faibles pour laquelle elle n'a jamais été vérifiée (on l'admet implicitement en multipliant la distance de la source à la chambre et en divisant l'ionisation par un facteur proportionnel à la densité). Toutefois, il est probable que si cette loi tend à devenir inexacte ce serait plutôt pour les fortes pressions que pour les faibles pressions.

La deuxième objection est relative à la canalisation. Supposons, par exemple, le diaphragme placé comme celui de Henderson aux $\frac{2}{3}$ de la distance de la source à la chambre; quand on étudie la fin du parcours, les rayons sont canalisés aux $\frac{2}{3}$ de leur parcours; pour mesurer le début de la

courbe on diminue beaucoup la pression et les rayons se trouvent être canalisés par le même diaphragme au début de leur parcours. J'ai signalé qu'en raison des faibles courbures des trajectoires, le faisceau n'a pas exactement la même forme dans les deux cas. Les conditions d'expérience changent donc au cours des mesures.

Je pense qu'un appareil à variation de pression, comme un appareil à distance variable, devrait avoir de préférence un diaphragme de petite dimension, situé non loin de la source. Malheureusement cette arrangement nécessite la fabrication de sources à grande densité d'activité, qui ne sont pas toujours faciles à obtenir.

CHAPITRE V

Variation de l'ionisation et de la vitesse le long du parcours d'un rayon α .

En utilisant les résultats expérimentaux exposés dans ce travail on peut déduire une loi *moyenne* de variation de l'ionisation le long du parcours d'un rayon α . Ceci doit s'entendre de la manière suivante : la loi obtenue représentera la courbe de Bragg que l'on obtiendrait s'il était possible d'utiliser un faisceau de rayons α composé exclusivement des rayons ayant la longueur la plus probable ; elle ne sera pas sensiblement différente de celle qui correspondrait à un rayon α pris individuellement, sauf peut être à l'extrémité du parcours.

On peut ensuite déduire de cette loi de variation du pouvoir ionisant, une loi moyenne de variation de la vitesse des rayons α le long de leur parcours à condition d'admettre que le pouvoir ionisant est proportionnel en chaque élément du parcours à l'énergie perdue par la particule.

Les bases expérimentales du calcul sont : 1° la forme de la courbe de Bragg ; 2° la loi de distribution de longueur des rayons ; 3° la vitesse initiale absolue.

Pour la loi de distribution de longueur une discussion préliminaire s'impose.

Loi de distribution de longueur. — Rappelons la loi expérimentale trouvée dans le chapitre II.

Les longueurs des rayons se répartissent suivant une loi de probabilité de coefficient $p = \frac{\alpha}{l} = 0,0165$, autour d'une

valeur la plus probable. Il y a un excès de rayons courts : $1/8$ environ du nombre total.

L'oscillation de parcours prévue théoriquement est conforme à une loi de probabilité de coefficient $\rho = 0,0123$, sans excès de rayons courts. Il ne semble pas que la différence avec le résultat expérimental puisse être attribuée à un défaut d'homogénéité dans les vitesses initiales des rayons.

Les hypothèses introduites par Flamm dans le calcul théorique sont les suivantes : la particule α , noyau à charge double, cède de l'énergie aux électrons et aux noyaux voisins de sa trajectoire conformément aux lois de l'électrodynamique, chaque électron ou noyau agissant comme s'il était seul ; Flamm admet le parcours trouvé expérimentalement et la variation de la vitesse conforme à la loi de Geiger.

On remarque que les différences de vitesses qui auront pour conséquence l'oscillation de parcours se produisent surtout quand la vitesse est encore grande ; les fluctuations qui prennent naissance dans le dernier centimètre de la trajectoire sont insignifiantes vis-à-vis du reste. Par conséquent si l'on introduisait dans les formules, au lieu de la charge double de la particule et de la vitesse conforme à la loi de Geiger, une charge moyenne inférieure et une loi de vitesse différente pour le dernier centimètre de la trajectoire, on ne changerait pas sensiblement le résultat du calcul. La différence entre la distribution de longueur théorique et la loi expérimentale doit donc provenir d'une cause de fluctuations non prévue par la théorie de Flamm. Il est très probable qu'il faut faire appel au mécanisme encore mal connu des pertes et des gains d'électrons subis par la particule.

Tant que la vitesse de la particule α est grande les gains d'électrons sont peu nombreux et ils correspondent probablement à des rencontres assez proches pour mettre en jeu une quantité d'énergie relativement considérable ; ils constituent donc une cause de fluctuation possible. Mais à la fin du par-

cours un autre phénomène peut intervenir : lorsqu'une particule devenue neutre n'a plus l'énergie nécessaire pour ioniser les atomes rencontrés, elle doit être arrêtée en un très petit nombre de chocs, d'après les lois de la théorie cinétique ; il est possible qu'il se produise, vers la fin du parcours ionisant, quelques chocs de nature élastique entraînant une grande perte d'énergie, quand certaines conditions de distance et de vitesse relative des électrons de la particule α et de ceux de l'atome rencontré sont réalisées.

On ne peut donc prévoir si des fluctuations dues au mécanisme des échanges de charge ont plus de chance de se produire vers le début ou vers la fin du parcours.

36. Principe de la recherche de la loi d'ionisation. — Supposons que les différences de vitesse entre les rayons se produisent vers le début du parcours :

Soit x la distance à la source, $f(x)dx$ le nombre de rayons qui se terminent entre x et $x + dx$. Soit $\varphi(r)$ le pouvoir ionisant à une distance r de l'extrémité d'un rayon. L'ionisation $\mathcal{I}$ le long d'un faisceau, rapportée à un rayon α , est :

$$\mathcal{I}(x) = \frac{\int_x^\infty f(x_1)dx_1 \times \varphi(x_1 - x)}{\int_0^\infty f(x_1)dx_1}.$$

On suppose connue la forme de la fonction $f(x)$. Il faut chercher par tâtonnement une fonction φ telle que $\mathcal{I}(x)$ reproduise exactement la forme de la courbe de Bragg ; les essais sont laborieux, car chaque point de $\mathcal{I}(x)$ est obtenue par une intégration graphique, mais on abrège les calculs à l'aide de quelques remarques générales.

Considérons d'abord une oscillation de parcours symétrique conforme à une loi de probabilité de coefficient α . Si α était nul $\varphi(l - x)$ se confondrait avec $\mathcal{I}(x)$; les courbes diffèrent d'autant moins que α est plus petit. Or, l'on sait

que α est faible par rapport à la distance du maximum d'ionisation au parcours extrapolé.

Les courbes $\varphi(l-x)$ et $\beta(x)$ se confondent dans toute la montée d'ionisation et la surface totale comprise sous les deux courbes est la même ; l'écart est le plus grand dans les régions de forte courbure. Le maximum des deux courbes a lieu sensiblement pour la même abscisse.

Si la loi de distribution $f(x)$ comporte un excès de rayons courts, la question se complique. Les surfaces comprises sous les courbes $\beta(x)$ et $\varphi(l-x)$ ne sont plus égales et l'abscisse du maximum de ces courbes n'est plus la même ; on peut néanmoins obtenir par tâtonnement la courbe $\varphi(l-x)$.

37. Pouvoir ionisant. Vitesse. — Nous envisagerons deux cas extrêmes pour l'oscillation de parcours : 1° toutes les fluctuations prennent naissance avant le maximum de la courbe de Bragg ; 2° les fluctuations qui se produisent avant le maximum de la courbe de Bragg sont conformes aux prévisions théoriques ; le reste se produit dans les derniers millimètres du parcours.

Dans la première hypothèse on prend pour $f(x)$ la loi de distribution trouvée expérimentalement. Dans la deuxième hypothèse $f(x)$ est la courbe de probabilité théorique ; dans ce cas $\varphi(l-x)$ représente la loi d'ionisation que l'on devrait observer si l'on pouvait avoir un faisceau composé exclusivement des rayons qui parviennent avec une même vitesse à quelques millimètres de la fin du parcours, mais cette loi ne représente qu'une moyenne pour l'ionisation à l'extrémité des rayons.

Les courbes φ_1 et φ_2 (figure 23) correspondent respectivement aux cas 1 et 2 considérés. Comme on le voit elles sont peu différentes ; φ_1 est très exactement représenté par $Kr_1^{\frac{1}{2}}$ dans les deux derniers millimètres du parcours.

Pour faire coïncider $\mathcal{A}_1(x)$ ou $\mathcal{N}_2(x)$ avec la courbe de Bragg, on est amené à prendre $l_1 = 3,84$ cm. et $l_2 = 3,86$ cm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

Ainsi que je l'ai déjà signalé il semble bien qu'une partie, ou même la totalité, des rayons courts qui ne rentrent pas dans la loi de probabilité soient dus à un effet d'absorption à la surface de la source, qu'il est extrêmement difficile d'éviter complètement. La distribution de longueur serait donc intermédiaire entre celle que j'ai obtenu expérimentalement et celle qui est prévue par la théorie. Cependant il n'est pas certain qu'il conviendrait d'employer pour le calcul de la courbe d'ionisation la distribution de longueur correcte, si on la connaissait : il serait désirable de prendre pour la fonction $f(x)$ la distribution de longueur qui est réalisée dans le faisceau canalisé qui sert pour la courbe de Bragg; celle-ci n'est peut-être pas parfaitement correcte, bien que la densité d'activité soit moins grande que celle des sources ponctuelles, ce qui diminue les causes d'altération de la surface et rend moins probable la formation de paquets de polonium pendant le dépôt.

De toute manière, on peut admettre que la courbe d'ionisation est intermédiaire entre les courbes φ_1 et φ_2 .

Si l'on admet que le nombre d'ions idx produits dans un élément dx de la trajectoire est proportionnel à la perte d'énergie de la particule, on peut écrire :

$$d(v^2) = - Cidx.$$

Prenons pour i la fonction $\varphi(l-x)$ que nous venons de calculer. Pour $x=l$ la vitesse est égale à la vitesse critique au-dessous de laquelle la particule n'ionise plus; si on en juge par les vitesses auxquelles les rayons positifs conservent le pouvoir ionisant on peut supposer très faible cette vitesse critique. On écrira donc :

$$v^2 = - C \int_l^x \varphi(l-x)dx = C \int_0^{l-x} \varphi(r)dr.$$

On peut faire graphiquement l'intégration $\int_0^{l-x} \varphi(r) dr$.

On en déduit la variation de v en fonction de x .

La vitesse initiale des rayons du polonium est :

$$1,593 \times 10^9 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

on pose :

$$C \int_0^{x'} \varphi(r) dr = (1,593 \times 10^9)^2$$

ce qui détermine la constante C . On peut alors tracer la courbe qui représente la variation de la valeur absolue de v en fonction de x .

La fin des courbes de vitesse v_1 et v_2 que l'on déduit des courbes d'ionisation φ_1 et φ_2 est représentée sur la planche X. La courbe v_1 est conforme dans les deux derniers millimètres

du parcours à la loi $v_1 Kr = \frac{3}{4}$.

38. Comparaison des résultats obtenus par divers auteurs pour la variation de la vitesse le long de la trajectoire d'une particule α . — La courbe de variation de la vitesse telle qu'elle résulte de mes expériences (moyenne entre les courbes v_1 et v_2 qui sont très peu différentes) est représentée sur la figure 24.

On a tracé aussi (voir l'historique, page 7) la courbe qui représente la variation suivant la loi de Geiger, la courbe de Marsden et Taylor, celle de Blackett, celles de Kapitza obtenues, l'une par la courbure des rayons, l'autre par une méthode calorimétrique.

J'ai pris pour ordonnée le rapport de la vitesse v à la vitesse initiale V_0 des rayons du radium C, supposée égale à

$1,922 \times 10^9 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ ⁽¹⁾. Pour la loi de Geiger, la courbe de Marsden et Taylor et la courbe calorimétrique de Kapitza, j'ai considéré comme fin de parcours, le parcours extrapolé 3,87 cm. et pour les autres courbes le parcours le plus probable 3,85 cm.

Voyons d'abord avec quelle précision la loi de Geiger est vérifiée entre les rayons du polonium et ceux du radium C.

Le parcours extrapolé p dans l'air à 15° et 760 mm. de pression est de 3,87 cm. pour les rayons du polonium (voir page 79), 6,95 cm. pour les rayons du radium C (d'après Henderson).

On a :

$$\frac{V_{\text{Po}}}{V_{\text{Ra C}}} = \frac{1,593}{1,922} = 0,82,$$

$$\sqrt[3]{\frac{p_{\text{Po}}}{p_{\text{Ra C}}}} = \sqrt[3]{\frac{3,87}{6,95}} = 0,824.$$

La loi de Geiger est donc vérifiée avec une précision de 0,5 o/o entre les rayons du polonium et ceux du radium C. La figure 24 montre qu'elle est encore vérifiée pour les vitesses plus faibles, jusque dans les 12 derniers millimètres du parcours où elle se sépare complètement de la courbe expérimentale.

La courbe de Kapitza obtenue par la déviation magnétique des rayons α dans l'appareil Wilson concorde remarquablement avec la mienne dans toute la région étudiée par cet auteur (entre 4 mm. et 20 mm. de parcours restant). La courbe donnée par la méthode calorimétrique est aussi en assez bon accord.

On ne peut manquer d'être particulièrement frappé de cette concordance entre les courbes de vitesses obtenues par des méthodes si différentes.

(1) RUTHERFORD et ROBINSON, *Phil. Mag.*, 1914, vol. II, p. 552.

CHAPITRE VI

Remarques sur la courbe de scintillations.

Pour terminer ce travail il me paraît utile de proposer une explication du désaccord qui existe entre la courbe de scintillations et la courbe de distribution de longueur des rayons α (voir pages 9 et 37 et figure 10).

Le parcours des rayons donné par la méthode de scintillations est un peu plus faible que celui que l'on obtient par la méthode de Wilson ou par la courbe d'ionisation, ce qui est naturel, car on ne peut pas s'attendre à un effet lumineux visible de la part des rayons qui ont perdu presque complètement leur énergie, mais, de plus, la chute de la courbe de scintillations est plus étalée que celle de l'autre courbe.

On peut se rendre compte par une évaluation approchée de l'effet des oscillations de parcours, que la chute du nombre de scintillations le long d'un faisceau composé de rayons ayant la même longueur serait de forme analogue à la courbe réellement observée et s'étendrait sur un parcours à peine plus resserré (4 à 7 mm. selon qu'on considère la courbe de Rothensteiner ou celle de Taylor). Il s'agit de trouver l'explication de ce phénomène.

On sait que la luminosité du sulfure de zinc, seul produit employé jusqu'ici pour les courbes de scintillations, est liée à l'existence d'un phosphorogène présent en très faible proportion dans le sulfure : l'absence totale ou l'excès de phosphorogène empêchent la phosphorescence. Ceci étant, on a imaginé que ces atomes constituent des centres de phosphorescence ; la particule α pour produire une scintillation devra agir sur ces centres.

Le phosphorogène le plus couramment employé est le cuivre. Il se trouve dans le sulfure en proportion très variable et mal connue en général, mais que l'on estime être de l'ordre de un vingt-millième, par exemple. Etant donnée cette faible proportion, il y a lieu de se demander si une particule α pourra toujours rencontrer un centre phosphorogène avant la perte totale de son énergie dans le sulfure de zinc.

Dans le calcul d'ordre de grandeur que nous allons faire on ne tiendra pas compte de la variation du rayon d'action d'une particule α avec sa vitesse et on supposera que les parcours équivalents dans le sulfure de zinc et dans l'air sont proportionnels.

Supposons les centres distribués au hasard dans la masse du sulfure et soit ν le nombre de centres que rencontre en moyenne une particule qui entre dans le sulfure avec une vitesse correspondant à un parcours restant r . D'après une formule bien connue la probabilité p pour qu'une telle particule rencontre n centres est :

$$p = \nu^n \frac{e^{-\nu}}{n!}$$

On aura pour :

$$\begin{aligned} n = 0 \quad p_0 &= e^{-\nu} \\ n = 1 \quad p_1 &= \nu e^{-\nu} \end{aligned}$$

Si l'on admet qu'une rencontre de centre phosphorogène suffit pour faire une scintillation visible la proportion des particules de parcours restant r qui produisent une scintillation est $P_1 = 1 - e^{-\nu}$.

Si deux rencontres sont nécessaires, la proportion est $P_1 = 1 - (1 + \nu)e^{-\nu}$. On pourrait raisonner de même en supposant plus grand le nombre de rencontres exigées comme minimum, mais nous nous en tiendrons aux deux exemples ci-dessus.

v étant proportionnel à r , la variation de P_1 et P_2 en fonction de v représente dans les deux hypothèses considérées la chute du nombre de scintillations le long d'un faisceau composé de rayons de même longueur (fig. 25).

La forme des courbes P_1 et P_2 est analogue, en effet, à celle de la courbe de scintillations. Pour les faire coïncider avec l'une des courbes expérimentales de scintillations corrigée de l'effet d'oscillation de parcours, on doit prendre $v = 1$ pour un parcours restant de l'ordre de 1 mm.

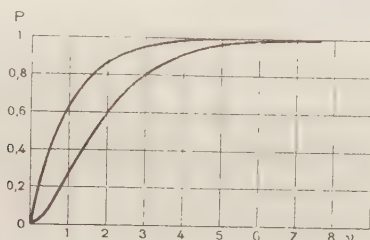


Fig. 25.

Donc si l'on attribue aux fluctuations de probabilité la perte de scintillations à la fin du parcours on est amené à supposer que le nombre de centres phosphorogènes rencontrés par la particule dans le sulfure est de l'ordre de 10 par cm. de parcours équivalent dans l'air ordinaire. La probabilité P de produire une scintillation tend vers 1 quand v augmente. Ainsi une particule α du polonium qui rencontre en moyenne une quarantaine de centres donne à coup sûr une forte scintillation ; une particule de faible parcours restant ne produit qu'une scintillation faible ou même n'en produit pas du tout.

Voyons à présent si les suppositions qui précèdent sont compatibles avec ce que l'on sait sur le nombre de centres phosphorogènes et le rayon d'action de la particule α .

En admettant que le pouvoir d'arrêt d'un atome est proportionnel à la racine carrée du nombre atomique, on trouve

qu'une molécule de sulfure de zinc absorbe 1,75 fois plus qu'une molécule d'air.

Une particule de parcours r est arrêtée par une couche de x molécules par cm^2 , avec :

$$x = r \times \frac{6,06 \times 10^{23}}{22,3 \times 10^3} \times \frac{273}{288} = 2,6 \times 10^{19} r.$$

La même particule est arrêtée par une couche de $x/1,75$ molécules de sulfure de zinc par cm^2 . La proportion d'atomes phosphorogènes étant de $1/20\,000$, cette couche contient $\frac{n}{1,75 \times 2 \times 10^4}$ centres par cm^2 .

Si le rayon d'action de la particule sur un centre phosphorogène est ρ , le nombre moyen ν de centres atteints est :

$$\nu = \pi \rho^2 \frac{x}{3,5 \times 10^4} = \frac{\pi \cdot 2,6 \times 10^{19} r \rho^2}{3,5 \times 10^4} = 2,3 \times 10^{13} r \rho^2.$$

Nous avons supposé pour $r=1$ cm., ν de l'ordre de 10. Ceci donne ρ de l'ordre de 5×10^{-8} cm.

Or le rayon d'action d'une particule α sur les atomes est de l'ordre de $0,5$ à 1×10^{-8} cm. Il n'y a rien d'in vraisemblable à supposer que le rayon d'action sur les centres phosphorogènes n'est que 5 à 10 fois plus grand.

Certains auteurs ont supposé, il est vrai, que les centres de phosphorescence comportent un très grand nombre d'atomes de sulfure et ont des dimensions beaucoup plus considérables, mais en admettant que ce soit exact, il est probablement nécessaire quand même que la particule α passe à petite distance de l'atome phosphorogène pour avoir une action.

Ce calcul très simplifié ne prouve pas que la courbe de scintillation est due aux fluctuations de probabilité sur la rencontre des centres phosphorogènes, mais il montre, du moins, que cette explication est tout à fait vraisemblable. Une étude systématique faite avec des sulfures divers pour-

rait contribuer à éclaircir cette question. Les différences entre les courbes de scintillations obtenues par divers auteurs pourraient tenir en partie à des différences dans la teneur en phosphorogène des sulfures employés.

Dans cette manière de voir la forme de la courbe de scintillations dépendrait de la loi de variation de la vitesse le long du parcours dans le gaz traversé. La différence entre les courbes relatives à l'air et à l'hydrogène par exemple s'expliquerait facilement. D'après les courbes de Taylor ⁽¹⁾ avec les rayons du radium C, pour un parcours de 31 cm. la chute du nombre de scintillations commence à 4,5 cm. de la fin du parcours dans l'air, à 2,2 cm. seulement dans l'hydrogène; ceci tiendrait à la fois à la différence de l'oscillation de parcours plus faible dans l'hydrogène que dans l'air et à la différence dans la loi de variation de la vitesse; la théorie de Bohr prévoit, en effet, que la vitesse tombe plus brusquement à la fin du parcours dans l'hydrogène que dans l'air.

Je dois ajouter une remarque technique relative aux écrans qui ont servi pour les courbes de scintillations : la préparation de ces écrans, un peu différente suivant les auteurs, est toujours telle qu'une partie au moins des cristaux de sulfure est enrobée dans une très faible quantité de baume de Canada. Or, en attribuant à ce vernis un pouvoir absorbant égal à celui de l'aluminium, il suffirait d'une couche de 2 mg. par cm² pour absorber 10 mm. du parcours; par conséquent, si la quantité de vernis était de cet ordre, l'arrivée des rayons sur des cristaux inégalement enrobés pourrait être cause de l'apparence de la courbe de scintillations.

Comme aucun auteur ne donne d'indication quantitative de nature à infirmer cette hypothèse, on devra la retenir comme une possibilité; ici encore la forme de la courbe dépendrait de la loi de variation de la vitesse le long du parcours dans le gaz traversé par les rayons.

(¹) TAYLOR, *Phil. Mag.*, 26, 1913, p. 402.

CONCLUSIONS

Les faits expérimentaux qui résultent de ce travail sont les suivants :

1° La distribution de longueur des rayons α du polonium dans l'air est conforme à une loi de probabilité, avec un petit excès de rayons courts. Les différences de parcours des rayons n'excèdent pas 3 mm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression, contrairement aux résultats obtenus par la méthode de scintillations.

2° La vitesse initiale des rayons α du polonium est de $1,593 \times 10^9 \frac{cm}{sec}$. L'homogénéité des vitesses a été vérifiée à 3 o/oo près.

3° La forme de la courbe d'ionisation a été trouvée un peu différente de celle qui est généralement admise ; la chute finale n'est pas rectiligne, mais légèrement incurvée. Le parcours extrapolé est égal à 3,87 cm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

4° On déduit de la courbe d'ionisation jointe à la distribution de longueur, la variation de l'ionisation le long de la trajectoire d'une particule α ; la courbe qui représente cette variation diffère très peu de la courbe de Bragg. Ces expériences constituent donc la première vérification directe de l'existence d'un maximum d'ionisation : le maximum est situé à 4,5 mm. environ de la fin du parcours, dans l'air à 15° et 760 mm. de pression.

En admettant la proportionnalité du pouvoir ionisant à la perte d'énergie de la particule on déduit aussi la loi de variation de la vitesse le long de la trajectoire ; la vitesse qui

correspond au maximum d'ionisation est de $0,57 \times 10^9$ cm.

Les oscillations de parcours trouvées expérimentalement ne sont pas complètement expliquées par les théories de Bohr et de Flamm et la différence ne peut pas être attribuée à un manque d'homogénéité des vitesses initiales. Pour la différence, beaucoup plus considérable, des résultats obtenus par la méthode de scintillations, une explication est proposée.

La loi de variation de la vitesse est conforme à la loi expérimentale de Marsden et Taylor, ainsi qu'à la loi prévue théoriquement par Bohr, jusqu'à 2,5 cm. de la source. Dans les deux derniers centimètres du parcours elle est en accord avec les expériences de Kapitza sur la courbure des rayons dans un champ magnétique intense. On est donc amené à considérer comme légitime d'admettre pour tout le parcours des rayons α du polonium que le pouvoir ionisant est proportionnel à l'énergie perdue par la particule.

La concordance, entre la loi de vitesse que j'obtiens et celle de Kapitza peut être aussi considérée comme une confirmation de la loi d'échanges de charges à la fin du parcours donnée par Rutherford et utilisée par Kapitza.

Ce travail a été exécuté au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium. Je tiens à remercier tout particulièrement Mme Pierre Curie qui m'a proposé le sujet et avec qui j'ai eu la joie de m'entretenir fréquemment de mes expériences et des considérations théoriques qui s'y rattachent. Je remercie également M. Debierne pour l'intérêt bienveillant qu'il a pris à mon travail, M. Holweck dont les suggestions pratiques m'ont été souvent précieuses et M. Ragot qui, avec son dévouement ordinaire, a employé tous ses soins et son ingéniosité à la construction de mes appareils.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

HISTORIQUE

	Pages
1. Courbes d'ionisation	3
2. Perte de vitesse et perte de charge des rayons α dans leur passage à travers la matière	6
3. Etude du parcours par la méthode de scintillations .	9
4. Travaux théoriques sur l'absorption des rayons α dans la matière et les oscillations de parcours . .	10
5. Interprétation de la courbe d'ionisation	12

CHAPITRE PREMIER

Préparation des sources.

6. Extraction et purification du polonium	14
7. Séparation et dépôt par électrolyse	15
8. Matériel employé	16
9. Procédés de mesure	17
10. Fabrication des sources	18
11. Calcul de la quantité de polonium d'après l'activité des sources	19

CHAPITRE II

Distribution de longueur des rayons α du polonium dans l'air.

12. Dispositif expérimental	22
13. Sources de rayonnement	24

	Pages
14. Réglage de l'appareil	25
15. Etude des clichés	26
16. Parcours le plus probable	28
17. Courbe de distribution	30
18. Rayons courts	36
19. Comparaison avec la courbe d'ionisation et la courbe de scintillations.	37
20. Discussion des causes d'erreur	38
21. Discussion des résultats.	41
22. Sur la distribution de longueur des rayons α dans l'azote et dans l'oxygène	43

CHAPITRE III

Etude de la vitesse initiale des rayons α par la déviation magnétique.

PREMIÈRE PARTIE. — Détermination de la valeur absolue de la vitesse des rayons α du polonium.

23. Dispositif expérimental	47
24. Résultats	49

DEUXIÈME PARTIE. — Etude de l'homogénéité des vitesses initiales.

25. Dispositif expérimental	51
26. Calcul géométrique de la déviation et de la largeur de la raie déviée.	52
27. Etude de l'appareil et des conditions expérimentales au point de vue physique	58
28. Marche d'une expérience et aspect des plaques . . .	62
29. Largeur apparente des raies	63
30. Examen des clichés	69
31. Intensité des sources employées	71
32. Conditions à réaliser pour augmenter la précision .	72

CHAPITRE IV

Etude de la courbe d'ionisation.

33. Description de l'appareil	73
34. Résultats expérimentaux	77

35. Comparaison avec les courbes de Bragg obtenues par divers auteurs	83
---	----

CHAPITRE V

Variation de l'ionisation et de la vitesse le long du parcours d'un rayon α .

36. Principe de la recherche de la loi d'ionisation . . .	90
37. Pouvoir ionisant. Vitesse	91
38. Comparaison des résultats obtenus par divers auteurs pour la variation de la vitesse le long de la trajectoire d'une particule α	94

CHAPITRE VI

Remarques sur la courbe de scintillations .	97
---	----

Conclusions	102
-----------------------	-----

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ

La sursaturation des vapeurs.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 6 Mars 1925.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. MOLLIARD

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

PAUL APPELL.

